

MESURES DES HAUT-PARLEURS DANS LES LIEUX D'UTILISATION*

par T. S. KORN et J. HOUARDY

Laboratoire d'Acoustique, Université Libre de Bruxelles

Sommaire

Les dispositifs rayonnants de haut-parleur ont tendance à faire corps avec le local d'écoute. Les examens de ces appareils effectués en champ libre (chambre sourde) perdent alors beaucoup de leur valeur sauf peut-être pour les installations destinées à travailler en onde directe (par exemple en plein air). Etude de l'influence de la salle sur le diffuseur sonore dont la résistance de rayonnement augmente quand on passe du plein air, au milieu de la salle, puis dans un coin. D'où la notion de «gain de la salle». Projets de recherches.

Zusammenfassung

Die Eigenschaften von Lautsprecheranordnungen werden vom Aufstellungsort beeinflusst. Die Messung im Freifeld oder im reflexionsfreien Raum verliert deshalb viel an Wert, ausgenommen für solche Anordnungen, bei denen im direkten Schall gearbeitet wird (z. B. im Freien).

Es wird der Einfluß des Aufstellungsraumes auf den Schallstrahler untersucht. Der Strahlungswiderstand steigt im Vergleich zum Freifeld in der Mitte des Raumes und weiter zur Raumecke hin an. Daraus wird ein „Raumgewinn“ abgeleitet. Weitere Untersuchungen sind geplant.

Summary

The properties of loud-speaker arrays have a tendency to be influenced by the auditorium. Free-field tests of such apparatus therefore are perhaps unreliable unless they are destined to work in the open air, for example. Study of the influence of the room on the sound transducer, for which the motional impedance rises when it is moved from the middle to the corner of the room; hence the idea of "room amplification". Further investigation planned.

1. Introduction

Les conditions d'étalonnage des courbes de réponse des haut-parleurs dits à «rayonnement direct» font depuis des années l'objet de controverses ([1] à [9]).

D'une part les partisans de l'analyse par signal sinusoïdal dans une chambre sourde prétendent que les mesures dans les salles réelles avec un signal à large bande (son hululé ou bandes du bruit) ne permettent pas de déceler toutes les irrégularités de réponse du haut-parleur. D'autre part, leurs adversaires soutiennent que les conditions acoustiques en champ libre sont trop artificielles et que les conclusions tirées de ces mesures et appliquées aux conditions réelles, mènent à des erreurs d'interprétation beaucoup plus graves que l'imprécision du signal à large bande.

Il faut reconnaître que la récente évolution de la technique ajoute du poids à ce dernier argument.

En effet, les dispositifs rayonnants modernes ont tendance de plus en plus à faire corps avec le local d'écoute. Par exemple, les ébénisteries et surtout les pavillons de coin utilisés fréquemment dans les chaînes haute fidélité, n'ont pas leur rendement nominal s'ils ne sont pas effectivement placés dans un coin d'une salle réelle. De plus, dans les postes modernes destinés aux pièces d'habitation, on applique souvent le principe de diffusion indirecte, en dirigeant le ou les haut-parleurs hors de l'axe d'écoute et en sollicitant ainsi les réflexions et la réverbération de la pièce. Une telle disposition est d'ailleurs presque de rigueur dans les postes de télévision.

Il serait vraiment difficile de limiter l'examen de pareils dispositifs aux mesures en champ libre. Il est décevant de devoir constater qu'après un quart de siècle d'électro-acoustique, le seul critère pratique de la qualité d'un diffuseur reste toujours le test subjectif basé sur un programme sonore sélectionné, émis dans les conditions typiques d'utilisation.

Tous ces problèmes reviennent à l'ordre du jour, vu les travaux de normalisation des mesures entrepris par la Commission Electrotechnique Internatio-

* Communication présentée à Lausanne lors de la réunion du Groupement des Acousticiens de Langue Française, le 8 septembre 1958.

nale. Or le projet des «Spécifications pour l'étalonnage des haut-parleurs», préparé par cette organisation [10], semble vouloir étendre les mesures faites dans la chambre sourde, aux dispositifs complets (haut-parleur dans son ébénisterie) sans trop se soucier de la signification pratique de telles mesures. Nous craignons que faute de commentaires précis, l'interprétation de ces résultats puisse conduire à des conclusions erronées et même fournir le matériel à une publicité tendancieuse et physiquement inexacte.

Nous pensons qu'il devient nécessaire d'examiner ce problème et nous essayons d'y contribuer en résumant notre point de vue comme suit:

1. Les courbes de réponse de haut-parleurs relevées en champ libre peuvent fournir des renseignements précieux, mais concernant uniquement le haut-parleur lui-même (partie mécanique vibrante). Afin d'assurer la reproductibilité des résultats, le haut-parleur doit débiter sa puissance dans une résistance de rayonnement bien déterminée, c'est-à-dire placé dans un écran acoustique normalisé, à l'exclusion de toute ébénisterie spéciale.

2. Les résultats obtenus dans la chambre sourde sur les dispositifs rayonnants complets, peuvent être directement applicables en cas d'installations destinées à travailler par onde directe, c'est-à-dire en plein air ou éventuellement dans de grandes salles très absorbantes.

3. Par contre, il est à craindre que les dispositifs rayonnants destinés aux salles telles que pièces d'habitation, se comportent de façon entièrement différente en champ libre que dans lieux d'utilisation, et qu'en plus, cette différence peut être toute autre suivant le principe acoustique du baffle.

Le but du présent travail est d'éclaircir ce dernier point par une comparaison méthodique des courbes de réponse de divers dispositifs, relevées dans la chambre sourde et dans des salles réelles.

Pour exécuter ces mesures, nous avons repris la méthode du signal par bandes du bruit d'un tiers d'octave. Bien qu'une courbe ainsi obtenue, dite «d'équilibre sonore», ne soit pas considérée par toutes les autorités comme la condition *suffisante* de la qualité de reproduction, il est évident qu'elle en est une condition *nécessaire*.

2. Influence de la salle sur le diffuseur sonore

L'influence d'un local d'écoute sur le comportement d'un diffuseur se manifeste de façons différentes aux fréquences graves et aux aiguës. Le premier cas est du domaine d'acoustique physique (sons propres de la salle), le second se laisse mieux examiner sous l'angle de l'acoustique géométrique (chemins des rayons sonores).

Aux fréquences graves, l'influence de la salle augmente la résistance de rayonnement, donc le rendement du diffuseur. Comme on peut le prévoir théoriquement, cet effet dépend de la position du haut-parleur et il est le plus marqué dans les coins de la salle. Cette prévision se confirme facilement par les mesures de résistance motionnelle (Fig. 1) d'un radiateur acoustique placé respectivement en plein air (a), au milieu d'une salle (b) et dans un coin de cette dernière (c) [11]. On trouve donc

fréquemment parmi le matériel à haute fidélité des baffles dont la forme prévoit leur placement dans un coin du local d'écoute, et dont la caractéristique est calculée pour ce genre de charge acoustique. Examiné en champ libre, un tel baffle marquera nécessairement une défaillance non méritée aux fréquences graves. Certains constructeurs incorporent encore plus l'action de la salle dans le fonctionnement de leurs diffuseurs, en utilisant le principe du «pavillon de coin». Suivant ce principe, les parois de la salle forment le prolongement d'un court pavillon et sont ainsi incorporés dans le dispositif rayonnant. Il est évident qu'en champ libre, l'absence de la salle non seulement prive de diffuseur de sa résistance de rayonnement prévue, mais de plus elle peut provoquer des résonances gênantes, vu le manque d'adaptation à la sortie du pavillon.

Aux fréquences aiguës, on relève un autre phénomène, ayant une influence considérable sur la qualité de reproduction. Il résulte de la directivité des haut-parleurs, habituellement croissante avec la fréquence. Si le diffuseur est dirigé vers les auditeurs, le son direct, aux fréquences aiguës, prédomine de loin le son réverbéré, ce qui n'est pas le cas lors d'audition dans les salles de concert. En effet, les courbes de réverbération d'une pièce d'habitation, relevées avec un haut-parleur dirigé vers le point de réception à une distance raisonnable (4 mètres), montrent aux fréquences aiguës une chute importante (Fig. 2) due à la disparition de l'onde directe. La Fig. 3 nous représente le rapport du son direct au son réverbéré en fonction de la fréquence, calculé sur la base de ces courbes.

De nombreux constructeurs estiment que ce phénomène donne à la reproduction une distorsion spa-

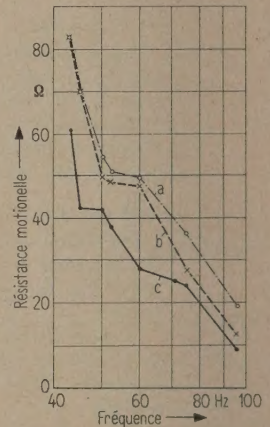


Fig. 1. Résistance motionnelle d'un radiateur acoustique en air libre (a) et dans une salle (b: au milieu, c: dans un coin).

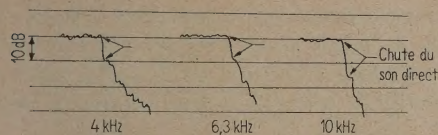


Fig. 2. Enregistrement de la décroissance du son dans une pièce d'habitation. Le microphone est dans l'axe du haut-parleur et à 4 m de celui-ci. Temps de réverbération: 0,4-0,5 s.

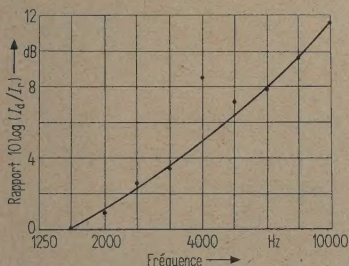


Fig. 3. Rapport du son direct au son réverbéré, calculé par rapport à la chute du son direct, observé sur la Fig. 2.

tiale, provoquant l'effet sonore bien connu de la «boîte», c'est-à-dire l'impression de concentration des sources sonores en un seul point rayonnant. A ceci s'ajoute la faible réverbération d'une pièce d'habitation, provoquant finalement un manque d'«ambiance sonore», si chère aux habitués des salles de concert («acoustical environment»). Il existe actuellement plusieurs solutions techniques pour pallier ce défaut. Certains constructeurs placent les haut-parleurs sur les faces latérales de l'ébénisterie, afin qu'une partie importante de la puissance rayonnée sollicite la réverbération de la pièce. D'autres dirigent le ou les haut-parleurs vers le plafond ou vers le mur arrière, réduisant ainsi l'action du son direct sur les auditeurs.

Il est évident que de pareils dispositifs rayonnants examinés dans une chambre sourde donneront une réponse tout à fait fausse.

3. Mesures des courbes de réponse des dispositifs rayonnants

3.1. Générateur de signal par bandes du bruit

Les mesures des courbes de réponse ou plutôt des «courbes d'équilibre sonore» des haut-parleurs dans les salles réelles, se font habituellement avec un signal à large bande (son hululé ou bande du bruit).

Nous avons choisi la deuxième méthode, en estimant que la largeur de la bande doit rester proportionnelle à sa fréquence médiane, afin d'observer la loi logarithmique.

Les générateurs de bruit blanc d'origine ionique ou thermique ont toujours l'inconvénient d'être instables, surtout après sélection par bandes relative-

ment étroites. Cette variation instantanée du signal s'accroît de plus en plus en descendant en fréquence, pour rendre les lectures extrêmement difficiles aux fréquences graves. Afin de réduire cet inconvénient, nous avons introduit un dispositif stabilisateur (Fig. 4) améliorant la stabilité du signal à la sortie. On a maintenu la tension constante aux bornes du haut-parleur, en estimant que cette condition correspond le mieux à la caractéristique des amplificateurs modernes à taux de contre-réaction élevé.

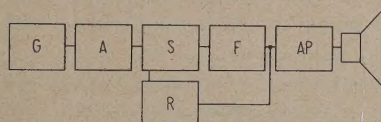


Fig. 4. Dispositif de stabilisation du signal de bandes de bruit. G: générateur, A: amplificateur, S: stabilisateur, F: filtre d'un tiers d'octave, AP: amplificateur de puissance, R: redresseur de régulation.

3.2. La caractéristique des salles d'écoute

Les mesures ont été exécutées dans la chambre sourde et dans les deux salles réelles (A et B), représentant à notre avis des pièces d'habitation courantes. Les dimensions de ces deux salles sont respectivement 685 cm × 465 cm × 345 cm et 465 cm × 445 cm × 345 cm. Leurs temps de réverbération varient de 1 à 0,4 s en fonction de la fréquence (Fig. 5).

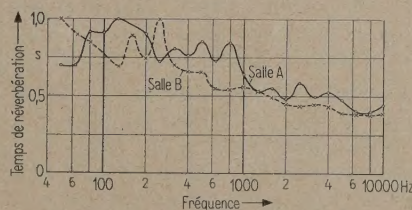


Fig. 5. Temps de réverbération des salles utilisées (A et B) prises comme exemple de pièces d'habitation moyennes.

3.3. Dispositifs rayonnants examinés

Les diffuseurs sonores soumis aux essais, représentaient une large gamme de constructions acoustiques, et notamment:

1. Haut-parleur de bonne qualité de 30 cm de diamètre, placé au centre d'un écran plat de 130 cm × 120 cm.
2. Même haut-parleur placé dans un baffle de coin, système bass-reflex avec résistance acoustique.
3. Haut-parleur de 20 cm de diamètre à membrane métallique avec tweeter coaxial pour les aigus, placé dans un baffle de coin à labyrinthe et dirigé vers le haut (à diffusion indirecte).

4. Haut-parleur elliptique de $15,5 \text{ cm} \times 10,5 \text{ cm}$ placé dans un petit coffret portatif de dimensions $25 \text{ cm} \times 18 \text{ cm} \times 7,5 \text{ cm}$.

3.4. Conditions de mesures

Les dispositifs précités ont été examinés successivement dans la chambre sourde et dans les salles d'écoute A et B. Une distance de quatre mètres a été choisie entre le diffuseur et le microphone, en estimant qu'elle correspond à une distance d'écoute moyenne dans une pièce d'habitation. La position du diffuseur dans les locaux d'écoute était conforme à sa destination ou à son usage courant, et notamment:

- le haut-parleur dans l'écran plat (1) était placé contre le mur au milieu de ce dernier;
- les baffles de coin (2 et 3) étaient placés dans un coin de la pièce;
- le petit coffret portatif était placé au milieu de la pièce, sur une table. Dans ce cas la distance d'écoute était réduite à 2 mètres.

3.5. Résultats de mesures

Les courbes de réponse des diffuseurs, relevées dans les conditions précitées, sont représentées par la Fig. 6 a - d. En examinant ces résultats, on peut tirer comme première conclusion que les écarts entre les courbes de réponse d'un dispositif relevées dans la chambre sourde et dans les salles réelles sont beaucoup plus grands qu'entre les salles elles-mêmes, pourtant nettement différentes.

Nous avons défini comme «gain de la salle» (K) l'écart entre la réponse dans une salle et en champ libre (à la même distance et dans l'axe de symétrie). Cette grandeur, calculée pour la salle B, est représentée par la Fig. 7 a - c pour les divers diffuseurs. Nous voyons que la valeur du facteur K dépend nettement du principe acoustique du dispositif rayonnant. Par exemple, avec les dispositifs 1, 2 et 4 où le haut-parleur est dirigé vers les auditeurs, l'intervention de la salle se manifeste surtout aux fréquences graves et moyennes (Fig. 7 a et c). Par contre, aux fréquences aiguës, la directivité du haut-parleur assure la prédominance de l'onde directe et dès lors les conditions de la salle s'approchent de celles du champ libre ($K \rightarrow 0$). A ces fréquences, certains dispositifs peuvent même conduire aux valeurs négatives du gain (K), si par exemple leur construction ne permet pas de les écouter dans l'axe de symétrie (haut-parleur placé plus bas que la hauteur de la tête de l'auditeur).

Même dans cette catégorie de diffuseurs, l'intervention de la salle varie suivant la position et le principe acoustique du baffle. Avec un écran plat de dimensions modérées, destiné à être placé le long du mur (Fig. 7 a), le gain K est relativement faible

aux fréquences extrêmes basses (9 dB à 50 Hz) pour croître de façon plutôt irrégulière aux fréquences moyennes basses (20 dB à 100 Hz). Par contre, une ébénisterie de coin placée dans son lieu de destina-

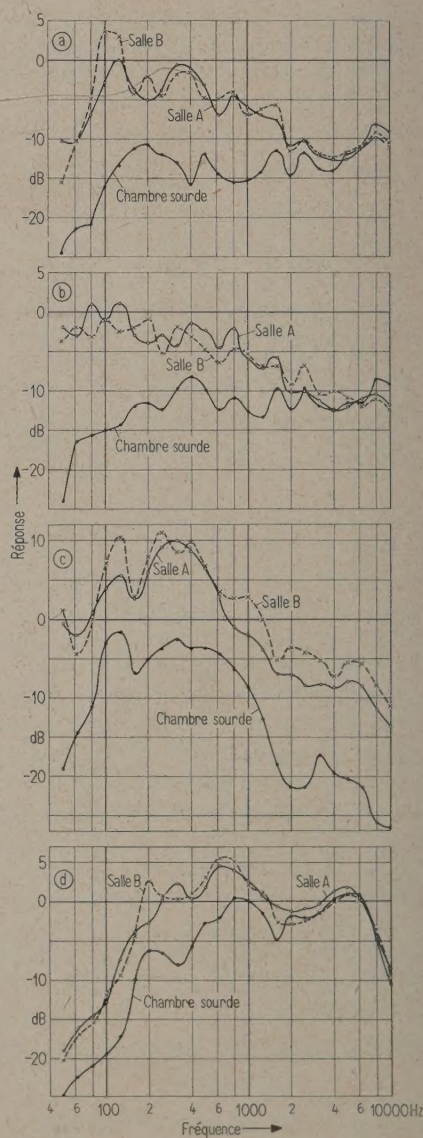


Fig. 6. (a) Courbes de réponse du dispositif n° 1 (haut-parleur dans un écran acoustique plan) relevées avec les bandes de bruit d'un tiers d'octave en air libre et dans les salles A et B.
(b) Courbes de réponse du dispositif n° 2 (haut-parleur dans une ébénisterie bass-reflex de coin et dirigé vers les auditeurs).
(c) Courbes de réponse du dispositif n° 3 (haut-parleur monté dans un baffle de coin et dirigé vers le plafond).
(d) Courbes de réponse du dispositif n° 4 (petit haut-parleur monté dans un poste portatif).

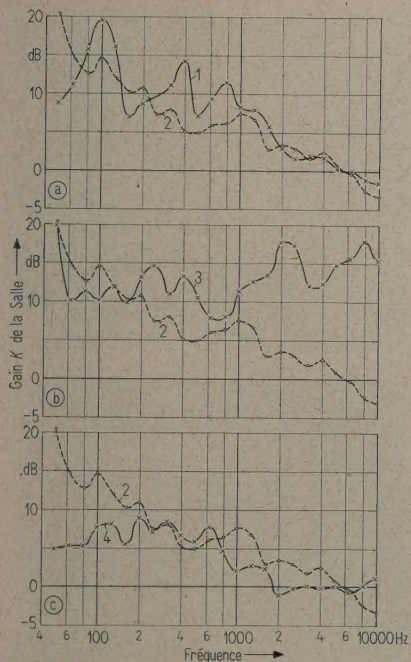


Fig. 7. (a) Gain K de la salle B pour les dispositifs n° 1 et n° 2.
(b) Gain K de la salle B pour le dispositif n° 3, en comparaison avec le dispositif n° 2.
(c) Gain K de la salle B pour le dispositif n° 4, en comparaison avec le dispositif n° 2.

tion (courbe 2) donne le gain le plus élevé aux fréquences extrêmes basses (20 dB à 50 dB) pour décroître assez régulièrement avec la fréquence.

Un petit coffret portatif, placé au milieu de la pièce et écouté d'une distance de 2 mètres (Fig. 7 c, courbe 4), fait intervenir la salle dans la gamme de 50 à 800 Hz de façon plutôt faible mais assez uniforme (gain moyen de 6 dB).

La situation est encore entièrement différente dans le cas d'un baffle de coin à diffusion indirecte, où le haut-parleur est dirigé vers le haut (Fig. 7 b, courbe 3). Aux fréquences extrêmes basses, l'intervention de la salle est similaire au cas du baffle du coin classique (avec 20 dB de gain à 50 Hz), mais aux fréquences aiguës elle reste essentielle (la valeur moyenne de $K = 15$ dB).

On constate ainsi qu'en général les différences de gain K d'un dispositif rayonnant à l'autre sont beaucoup plus importantes qu'entre les deux salles examinées (A et B) pour un même dispositif.

4. Conclusions

Les expériences, décrites dans la présente communication, prouvent que les résultats, obtenus dans la chambre sourde, permettent uniquement une com-

paraison directe des haut-parleurs seuls, soumis à une charge acoustique normalisée (écran plat), à l'exclusion de toute ébénisterie définitive. Par contre, les courbes de réponse des dispositifs rayonnants complets (haut-parleur dans leur ébénisterie) ne sont pas directement applicables à une salle d'utilisation réelle. De plus, il est impossible d'établir une corrélation générale entre les réponses dans ces deux conditions, le principe acoustique du baffle intervenant dans cette corrélation de façon trop particulière. Au cas où on voudrait tirer des conclusions pratiques de ces mesures, il nous semble nécessaire de procéder comme suit:

1. Etablir une salle d'écoute normalisée, ayant des caractéristiques acoustiques moyennes, résultant d'un grand nombre de mesures de pièces d'habitation réelles.

2. Introduire la notion de coefficient de gain de la salle normalisée (K_n) pour le dispositif rayonnant examiné. Ce coefficient sera défini par la différence en dB de la réponse du dispositif dans la salle et en air libre, à même distance. Ces mesures, exécutées avec un signal à bandes (par exemple d'1/3 d'octave) vont donner, en fonction de la fréquence, la valeur de K_n , dont la signification physique est la modification de l'équilibre sonore introduite par la salle par rapport à l'air libre.

3. La valeur du coefficient K_n peut servir comme correction à ajouter aux valeurs de la réponse obtenues en air libre avec le signal sinusoïdal, afin de passer à une réponse théorique sinusoïdale dans la salle réelle.

4. Le coefficient K_n donne, de plus, une idée du rapport du son direct au son réverbéré, obtenu avec le dispositif rayonnant dans la salle réelle.

Reste encore à examiner un problème d'importance primordiale et pourtant peu exploré: la corrélation entre les irrégularités physiques de la courbe de réponse et leur signification auditive. Il nous semble qu'on pourrait attaquer ce problème par les étapes suivantes:

1. Etablir statistiquement la tolérance de l'oreille humaine aux écarts de la courbe «d'équilibre sonore» de la reproduction, relevée avec un signal de largeur d'un tiers d'octave. Le but de ces mesures serait de fournir des données à la condition *nécessaire* de la fidélité.

2. Etablir la tolérance de l'oreille aux irrégularités à l'intérieur de la bande d'un tiers d'octave, l'équilibre total de la courbe étant maintenu. Ces mesures permettraient de déterminer jusqu'à quel point «l'équilibre sonore», relevé avec un signal à bandes, peut être considéré comme la condition *suffisante* de qualité et de trancher ainsi une vieille controverse.

(Reçu le 18 octobre 1958.)

Bibliographie

- [1] BRITAIN, F. H. et WILLIAMS, E., Loudspeaker reproduction of continuous-spectrum input. *Wirel. Engr.* 15 [1938], 16.
- [2] FREYGANG, H. G., Über ein neues Verfahren zur Ausmessung von Schallfeldern in Innenräumen vermittels eines kontinuierlichen Spektrums. *Akust. Z.* 3 [1938], 80.
- [3] HALLMAN, L. B., Selecting loudspeakers for special purpose. *Electronics* 11 [1938], No. 11, 22.
- [4] OLNEY, B., Experiments with noise analysis method of loudspeaker measurement. *J. acoust. Soc. Amer.* 13 [1942], 79.
- [5] RUDMOSE, H. W., The acoustical performance of rooms. *J. acoust. Soc. Amer.* 20 [1948], 225.
- [6] BERANEK, L. L., *Acoustic measurements*. J. Wiley & Sons, New York 1950, pp. 661–680.
- [7] *Loudspeaker frequency response measurements*. Tech. Monograph n° 1, Jensen Manufacturing Co., Chicago 1944.
- [8] BONER, C. P., etc., Indoor and outdoor response of an exponential horn. *J. acoust. Soc. Amer.* 10 [1939], 180.
- [9] KNOWLES, H. S., *Loudspeakers and room acoustics* in "Radio-Engineering Handbook". Ed. K. Henney, New York 1941.
- [10] Commission Électrotechnique Internationale, Comité d'Étude n° 29: *Projet de Spécification pour l'étalonnage des haut-parleurs*, 1957, § 3, p. 22.
- [11] VAN DE PLAS, R., *Mémoire de Licence en Sciences Physiques*. Université Libre de Bruxelles, 1957.

DURCH INTENSIVE ULTRASCHALLWELLEN HERVORGERUFENE OBERFLÄCHENSTRUKTURVERÄNDERUNGEN BEI GLÄSERN

von P. GREGUSS, Budapest

Zusammenfassung

Durch intensive Ultraschallwellen hervorgerufene Oberflächenstrukturveränderungen bei Gläsern wurden mit dem Elektronenmikroskop untersucht und mit den Oberflächen der unbeschallten Gläser verglichen.

Summary

By means of electronmicroscopy methods an experimental study is made of the effect of intense ultrasonic waves on the change of the surface of glasses.

Sommaire

On a étudié par le microscope électronique des transformations de la structure de la surface des verres, provoquées par des ultrasons de grande intensité.

1. Einleitung

Es ist bekannt, daß kräftige Ultraschallwellen nicht nur auf die flüssige sondern auch auf die feste Phase eines Stoffes beträchtliche Wirkungen ausüben. So konnte z. B. MARINESCO die Beschleunigung allotropischer Transformationsvorgänge des Zinns durch ein Ultraschallfeld zeigen [1].

Andere Autoren [2], [3], [4] wiesen darauf hin, daß intensive Ultraschallwellen eine Lockerung des Kristallgefüges in metallischen Werkstoffen hervorrufen können. Dies kann dann zur Auflösung innerer Spannungen und somit zu einer Alterung des Materials führen.

Auf Anregung mehrerer Hersteller von Thermometern haben wir untersucht, ob kräftige Ultraschallwellen auch bei Gläsern eine Strukturveränderung bzw. eine Alterung hervorrufen. Im letzten Fall könnte diese Erscheinung auch industrielle Bedeutung haben, da man bei Präzisionsthermometern die langen Lagerungszeiten verkürzen könnte.

2. Versuchsanordnung und Methode

Das Ultraschallfeld wurde mit einem Bariumtitanathohlschwinger (50 mm ϕ und 50 mm Krüm-

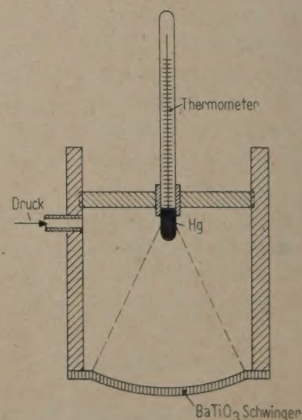


Bild 1. Beschallungsgefäß mit Bariumtitanathohlschwinger.

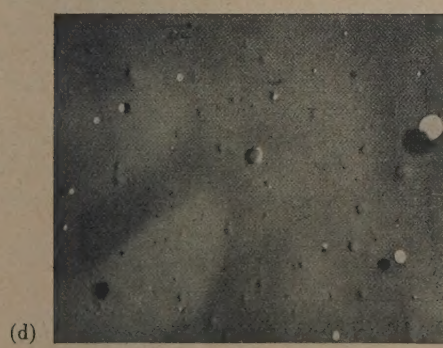
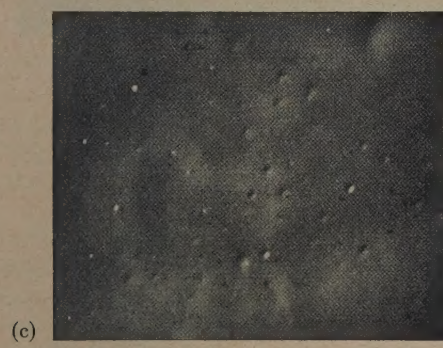
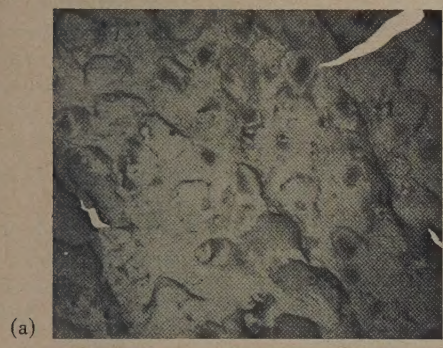


Bild 2. Die Aufnahmen (a) und (b) zeigen die äußere Oberfläche eines unbeschallten Glases in 5400-facher Vergrößerung, die Aufnahmen (c) und (d) dieselben nach der Beschallung in 4900facher Vergrößerung.



Bild 3. Die Aufnahmen (a) und (b) zeigen jene Oberflächen des beschallten Glases, die mit dem Quecksilber in Berührung standen vor der Beschallung in 5400facher Vergrößerung, und die Aufnahmen (c) und (d) dieselben nach der Beschallung in 4900facher Vergrößerung.

mungsradius), dessen Grundfrequenz 1 MHz betrug, erzeugt. Als Kopplungsmedium diente zweimal gekochtes, mit Ultraschall entgastes Wasser. Für die Untersuchungen wurden Thermometer verwendet. Sie waren – gemäß Bild 1 – in eine Metallplatte eingeschraubt, die zugleich den Deckel des Beschallungsgefäßes bildet. Ein Überdruck im Gefäß vermied das Auftreten von Kavitation in der Kopplungsflüssigkeit.

Die Verwendung eines Thermometers besitzt noch den Vorteil, eine Ultraschallintensitätsmessung nach dem Verfahren von LINDSTRÖM [5] vorzunehmen. Diese Intensität konnte am Thermometer mit einer Genauigkeit von ungefähr 5% abgelesen werden. Die im Fokusbereich des Schwingers erzielbare Intensität erreicht 1000 W/cm^2 . Dieser Wert wurde einerseits aus der am Bariumtitanat angelegten Hochfrequenzspannung berechnet, andererseits mit der TARNOCY-Waage gemessen. Beide Resultate wurden mit den Meßwerten des LINDSTRÖM-Verfahrens verglichen und gaben gute Übereinstimmung.

Die Beschallzeit war auf 10 Minuten festgelegt worden. In sämtlichen Fällen zerbrachen jedoch die Thermometer schon in den ersten Minuten. Da wir vor der Beschallung die äußere Seite eines jeden Thermometers gründlich mikroskopisch untersucht haben und nur solche beschallt wurden, die keine Kapillarrisie aufwiesen, müssen wir zu dem Schluß kommen, daß in den Gläsern, die durch Einwirkung der intensiven Ultraschallwellen zersprangen, Materialspannungen vorhanden waren.

3. Diskussion

Nach der Beschallung wurden die äußeren und die inneren Oberflächen der Gläser mit dem Elektronenmikroskop untersucht und mit den Oberflächen der unbeschallten Gläser verglichen. Die Ergebnisse sind in den Bildern 2 und 3 zu sehen.

Bild 2 a und b zeigt die äußere Oberfläche eines unbeschallten Glases in 5400-facher und Bild 2 c und d dieselbe nach der Beschallung in 4900-facher Vergrößerung. Man erkennt gut, wie die kleinen Oberflächenungleichmäßigkeiten von den intensiven Ultraschallwellen beseitigt wurden. Dagegen sehen wir die inneren Oberflächen der Gläser, d. h. jene Oberflächen, die mit dem Quecksilber in Berührung standen vor der Beschallung in Bild 3 a und b, nach der Beschallung in Bild 3 c und d. Die Vergrößerungsverhältnisse in Bild 3 entsprechen denen bei Bild 2. Man hat den Eindruck, als ob die Bilder vertauscht wären: Bild 3 a und b gäbe die beschallte und Bild 3 c und d die unbeschallte Oberfläche wieder. Man erwartet nicht, daß die intensiven Ultraschallwellen an den inneren Oberflächen des Glases Korrosionserscheinung hervorgerufen haben. Viel-

mehr haben die intensiven Ultraschallwellen die Oberflächenstruktur des Glases prinzipiell verändert. Diese Veränderung des Oberflächengefüges ist aber jener sehr ähnlich, die auftritt, wenn ein solches Glas ohne Benutzung jahrelang lagert. Diese Behauptung soll durch Bild 4 gestützt werden, welches die Oberfläche eines 15 Jahre alten Glases in 4700-facher Vergrößerung zeigt. Leider können wir bislang noch keine Erklärung dafür geben, weshalb nur auf der inneren Oberfläche des Quecksilberbehälters diese Veränderung des Oberflächengefüges hervorgerufen wurde. Die Untersuchungen in dieser Richtung sind im Gange.



Bild 4. Glasoberfläche in 4700facher Vergrößerung.

Es sei noch bemerkt, daß wir bei den Thermometern trotz dieser Veränderungen nach der Beschallung keine bedeutungsvolle Eichverschiebung wahrnehmen konnten.

Nach einer persönlichen Mitteilung von Herrn Dr. O. TARABA (Fakulta Elektro, Praha) beseitigt man in der Tschechoslowakei innere Spannungen von wertvollen optischen Gläsern durch intensive Ultraschallwellen. Systematische Untersuchungen wurden bisher nicht vorgenommen, aber vielleicht gibt es doch einen Zusammenhang zwischen der von uns jetzt beschriebenen Erscheinung und dem in der Praxis gut bewährten Verfahren.

Abschließend möchte ich Herrn Dr. F. GUBA für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit und für die elektronenmikroskopischen Aufnahmen besonderen Dank aussprechen.

(Eingegangen am 18. November 1958.)

Schrifttum

- [1] MARINESCO, N., *Chimie et Ind.* **55** [1946], 180.
- [2] HOHLMANN, H. F. und BAUGE, W., *Naturwiss.* **23** [1935], 35.
- [3] SCHMID, G. und JETTER, U., *Z. Elektrochem.* **48** [1942], 227.
- [4] KAPUSTIN, A. P., *Z. tech. Phys. (UdSSR)* **20** [1950], 1157.
- [5] LINDSTRÖM, O., *Acustica* **3** [1953], 194.

CHARACTERISTIC PARAMETERS OF PROPAGATION IN LINED DUCTS

by R. S. PIAZZA

Istituto Elettrotecnico Nazionale „Galileo Ferraris“ Torino, Italy

Summary

A method is described for the determination of characteristic parameters of sound propagation in a duct lined with absorbing material: the duct is considered as an acoustic line with distributed parameters (SIVIAN's monodimensional theory).

The method is applied to a circular duct with four different lining materials; the experimental values demonstrate the existence of a series resistance, which the theory does not consider. The resistance in series affects noticeably the value of the attenuation constant.

Sommaire

On décrit une méthode pour mesurer les paramètres caractéristiques de propagation d'un conduit recouvert par un matériau absorbant, en considérant le conduit comme une ligne acoustique à paramètres distribués (théorie monodimensionnelle de SIVIAN).

La méthode est appliquée à un conduit circulaire avec différents matériaux de revêtement; les résultats de l'expérience montrent qu'il existe une résistance en série qui n'est pas prévue par la théorie, laquelle est étroitement liée à la valeur de la constante d'affaiblissement.

Zusammenfassung

Es wird eine Meßmethode beschrieben, die zur Ermittlung der charakteristischen Parameter eines mit schallschluckendem Material ausgekleideten Rohres dient, das als lineare akustische Leitung mit verteilten Parametern angenommen wird (eindimensionale SIVIAN-Theorie).

Die genannte Methode wird an vier verschiedenen Auskleidungsmaterialien am runden Rohr angewandt; die daraus gewonnenen Versuchsergebnisse zeigen die Existenz eines Serienwiderstandes, der von der Theorie nicht vorgegeben ist, aber den Wert der Dämpfungskonstante stark beeinflusst.

1. Introduction

SIVIAN [1] has developed a theory, called *monodimensional*, for the attenuation of sound in ducts lined with an absorbing material. The pressure over the cross-section of the duct is supposed to be constant, therefore the transverse component of the particle velocity in the air is null.

The interior surface of the lining is to be thought of as made up of identical infinitesimal elements, independent one of another, and admitting only of normal motion (*local reaction*).

These hypotheses are valid only for a wave-length double of the greatest linear dimension of the transverse section, or even longer. In this case the duct can be considered as an acoustic line with distributed parameters, which depend only on the geometrical dimensions of the duct, the frequency and the acoustic specific impedance of the material for normal incidence.

Starting from the properties of the sound field in a parallelepiped enclosure with the internal walls lined with absorbing material, MORSE [2] has stated

a theory, called *bidimensional*, which has been further developed by CREMER [3]. This theory admits a variation of pressure in the cross-section of the duct, therefore the cross component of the particle velocity is not null. The angle of incidence of the sound wave with the surface of the material may be different from 90° ; the longitudinal component of the particle velocity in the material is not null; notwithstanding, the theory relates the boundary conditions only to the normal specific acoustic impedance of the material; as in SIVIAN's theory, the absorbing layer is assumed to be locally reacting. The attenuation constant obtained depends only on the geometrical dimensions of the duct, the frequency and the acoustic specific impedance of the material for normal incidence, as in monodimensional theory. Analogous results are obtained considering a circular duct lined with absorbing material around its perimeter.

WILLMS [4] has studied the case of a duct with rectangular section and infinite linear dimension, in which the thickness of the absorbent material covering two opposite surfaces is also infinite.

SCOTT [5] has considered a duct of rectangular or circular section, internally lined with absorbing material, which is characterized by its complex density and its propagation constant; his theory does not accept the hypothesis of the local reaction of the material. The fundamental hypothesis is that the propagation admits different velocity potentials in the material and in the air, but a common constant of propagation.

The attenuation constant obtained depends on the dimensions of the duct, the complex density and the constant of propagation of the material itself. If we compare the attenuation constant obtained by SCOTT with that obtained by MORSE, we find an agreement so much more as the material density is greater and the longer the wave length (relative to the transverse dimension of the duct).

Finally YOUNG [6] studies the case of a duct lined only for a part of its length.

2. Previous experimental researches

Up to now, the experimental researches of others had the object of finding the value of the attenuation constant α . The duct is closed at one end by a loudspeaker; the other end is open or is closed by a suitable impedance.

The sound pressure is measured along the axis of the duct by means of a movable microphonic probe tube. The lined duct is then equivalent to an acoustical line closed with a terminal impedance, constituted by a resistance and an inductance.

The pressure varies along the axis with a known law [7] and shows oscillations.

If the absorption is sufficiently high and the pressure scale is logarithmic (dB), the curve approximates to straight line with a mean slope given by

$$D = 8.68 \alpha \text{ dB/m.}$$

The form of the curve approaches a straight line, as the terminal impedance approaches the characteristic impedance Z_0 of the acoustic line. The same result may be obtained with less uncertainty by closing the duct with an impedance constituted by a wedge-shaped highly absorbing material, for instance of glass-wool.

3. Experimental determination of the parameters

The pressure is assumed to be constant over the cross-section of the lined duct; following SIVIAN's monodimensional theory, the measurements have the purpose of finding all the characteristic parameters of the equivalent acoustic line:

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad \text{constant of propagation,}$$

$$Z_0 = R_0 + jX_0 \quad \text{characteristic specific acoustic impedance,}$$

$$Z = R + jX \quad \text{specific acoustic series impedance per unit of length, divided by the cross-section area } A,$$

$$Y = G + jB \quad \text{acoustic specific parallel admittance per unit of length, multiplied by } A.$$

These parameters are functions of the frequency, of the acoustic specific impedance of the lining material, of the cross-sectional area and of the lined perimeter of the duct, of the specific mass of the air and of the sound velocity in the air.

In order to find the values of these parameters, measurements of input impedance of the equivalent acoustic line are sufficient, two for each frequency: with the duct closed by a null impedance and by an infinite impedance.

A null impedance corresponds to a duct of the same section, a quarter of wave-length long, closed at the other end by a reflecting surface. Some measurements have been made by this method, with good results; but in order to obtain the parameters from a great number of experimental data, with less uncertainty, we have preferred the following method. A duct lined with absorbing material

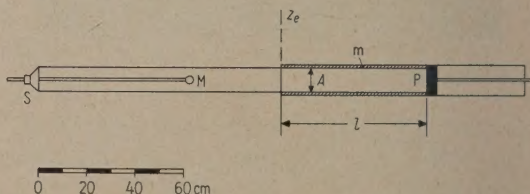


Fig. 1. Scheme of experimental disposition; standing wave tube; M microphone; z_e input acoustic relative impedance of lined duct, A free section of lined duct, m lining material, P piston, S loudspeaker.

(Fig. 1), of internal section A and length l , closed at one end with a reflecting plane surface (infinite impedance), presents an acoustic input relative impedance $z_e = r_e + jx_e$ given by

$$z_e = (r_0 + jx_0) \coth(\alpha + j\beta) l \quad (1)$$

$$\text{where } z_0 = r_0 + jx_0 = \frac{1}{\rho c} (R_0 + jX_0)$$

(ρ is the specific mass of the air, and c the velocity of sound).

In eq. (1) the impedance arising from the distortion of the sound field near the coupling has not been taken into account; the effect is small for large z_m values.

From eq. (1) we obtain

$$\cosh 2\alpha l = \frac{|z_0|^2 + |z_e|^2}{|z_0|^2 - |z_e|^2} \cos 2\beta l, \quad (2)$$

$$\sinh 2 \alpha l = - \frac{\sin 2 \beta l}{\tan (\varphi_e - \varphi_0)}, \quad (3)$$

when φ_e and φ_0 are respectively the phase angle of z_e and z_0 .

For each frequency considered a series of measurements of z_e are made, varying the value of l : then graphs of r_e and x_e are plotted functions of l , and the polar diagram of z_e traced.

From these curves it is possible to obtain:

- a) the value of β , as the average of the values of $2 \pi / \lambda$, assuming for the wave-length λ the approximate value obtained by measuring on the graph of r_e and x_e twice the distance between two successive maxima;
- b) the value of r_0, x_0 as the limit values to which r_e, x_e respectively tend for l infinite;
- c) the value of α , as the average of the values obtained from the formula (2); formula (3) may be used as a check.

From the values of α, β, r_0, x_0 it is possible to calculate and to plot r_e and x_e , as functions of l , and the polar diagram of z_e , with l values. Comparing the experimental data with these curves we can find the extend of the approximation in the measurements. Knowing γ and z_0 we obtain [8]

$$z = \frac{AZ}{\varrho c} = r + j x = (\alpha + j \beta) (r_0 + j x_0), \quad (4)$$

$$y = \varrho c \frac{Y}{A} = g + j b = (\alpha + j \beta) / (r_0 + j x_0), \quad (5)$$

where z is the relative acoustic impedance in series per unit of length, y is the relative acoustic admittance in parallel per unit of length. Moreover y is related to the relative acoustic impedance

$$z_m = r_m + j x_m$$

of the lining material for normal incidence, by the theoretical equation:

$$y = j \frac{\omega}{c} + \frac{L}{A z_m},$$

where L is the length of the lined perimeter and ω is the pulsantance. We obtain finally

$$g = \frac{L}{A} \frac{r_m}{r_m^2 + x_m^2}, \quad (6)$$

$$b = \frac{\omega}{c} - \frac{L}{A} \frac{x_m}{r_m^2 + x_m^2},$$

$$r_m = \frac{L}{A} \frac{g}{g^2 + \left(b - \frac{\omega}{c}\right)^2},$$

$$x_m = - \frac{L}{A} \frac{b - \frac{\omega}{c}}{g^2 + \left(b - \frac{\omega}{c}\right)^2}.$$

4. Application of the method to four kinds of material

With the method described measurements have been made with the following materials as lining of the duct:

- a) Rock-wool (specific mass 66 kg/m³),
- b) Rock-wool (specific mass 10 kg/m³),
- c) Bakelite impregnate glass-wool (specific mass 66 kg/m³),
- d) Asbestos and rock-wool pressed boards.

The duct has a circular section: the material m (Fig. 1) is constituted by annular elements, whose length is equal to the thickness of the lining: so it is easy to vary the length of the absorbing layer. In order to measure z_e , the duct, lined internally with a number of annular elements, is put at the end of a standing wave tube apt to measure the acoustic impedance of materials.

To give an example of the method we describe the determination (at 800 c/s) of the parameters $\alpha, \beta, r_0, x_0, r, x, g, b$ for the type d). In Fig. 2 the experimental values of r_e and x_e are given as functions of l and in Fig. 3 the same values are given in polar coordinates. From the experimental curves

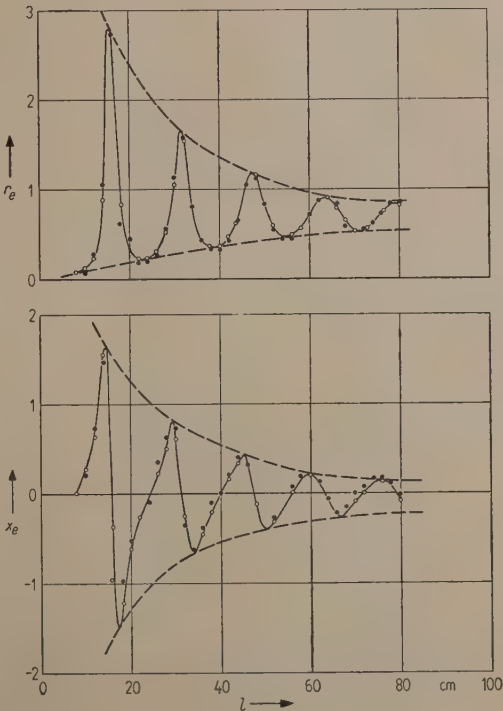
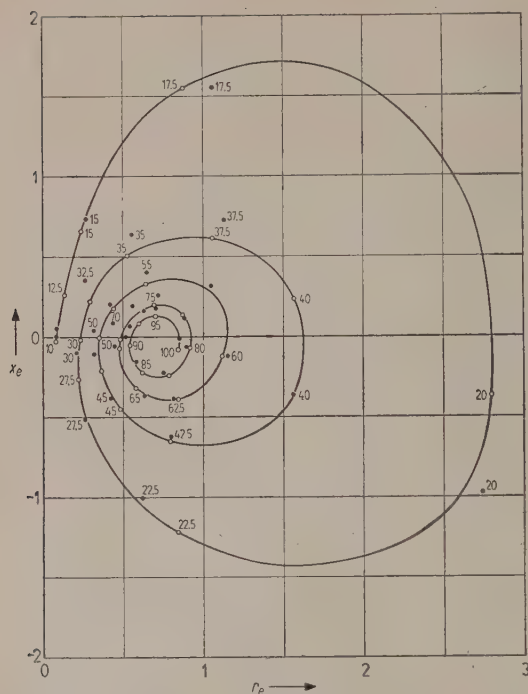


Fig. 2. Real and imaginary components of input acoustic relative impedance z_e as function of l , for asbestos and rock-wool pressed boards, at 800 c/s; ••• experimental values; ○○ computed values.



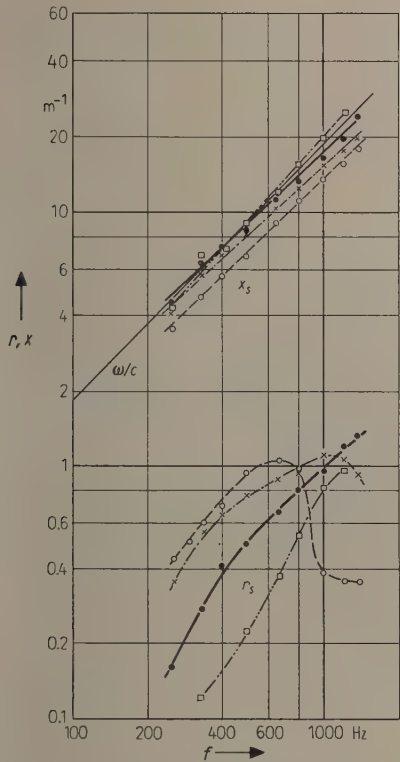


Fig. 6. Cartesian diagrams of r , x as functions of frequency for the same materials of Fig. 4.

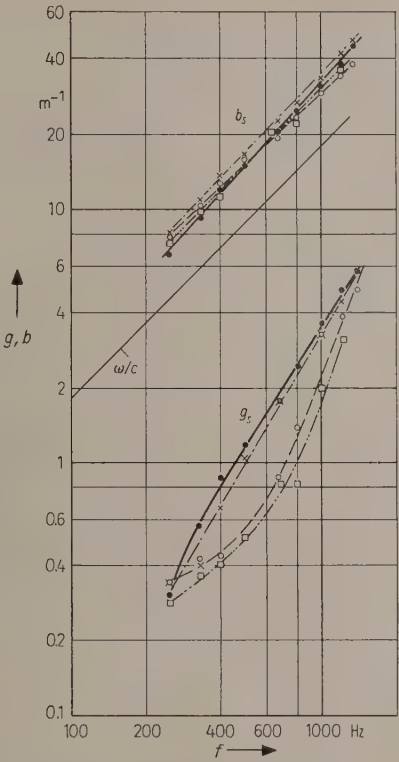


Fig. 7. Cartesian diagrams of g , b as functions of frequency for the same materials of Fig. 4.

A good agreement is found for the values of β , g , b ; a great difference for the values of α . Moreover from the experimental measurements it results that the relative acoustic impedance in series is constituted by a real component not negligible and by an imaginary component which is near to the theoretical value: while from the monodimensional theory this impedance should be purely imaginary ($j\omega/c$). We observe that any actual theory neglecting viscous and thermal effects is bound to give $z = j\omega/c$. That is true also for the bidimensional theory; using for instance MORSE's formulas (11) of [2] we calculate the quantity $-\frac{1}{\rho c} \frac{1}{v_x} \frac{\partial p}{\partial x}$ (v_x is the component of particle velocity in the direction of x axis), which represents the relative acoustic impedance in series (per unit of length) of the equivalent acoustic line. The calculation is made first for the axis of the duct, where the measurements are made, and then in any other point of the transverse section. We obtain always the value $j\omega/c$, given by the monodimensional theory.

If we consider the viscosity, we find a very small real component, negligible compared to the large real component derived experimentally. Fig. 6 re-

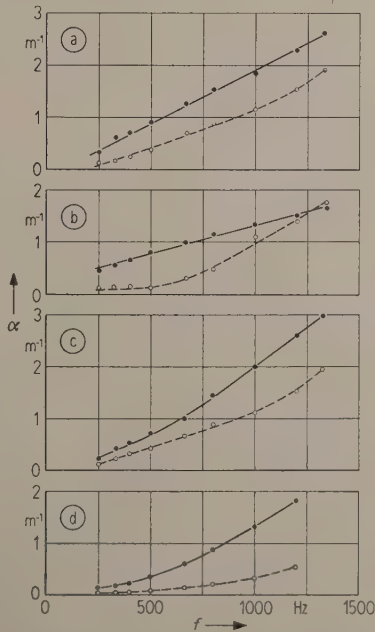


Fig. 8. Comparison between experimental values of α as function of frequency (continuous line) and values obtained assuming $r=0$ (dashed line); (a), (b), (c), (d), materials a), b), c), d) of Fig. 4.

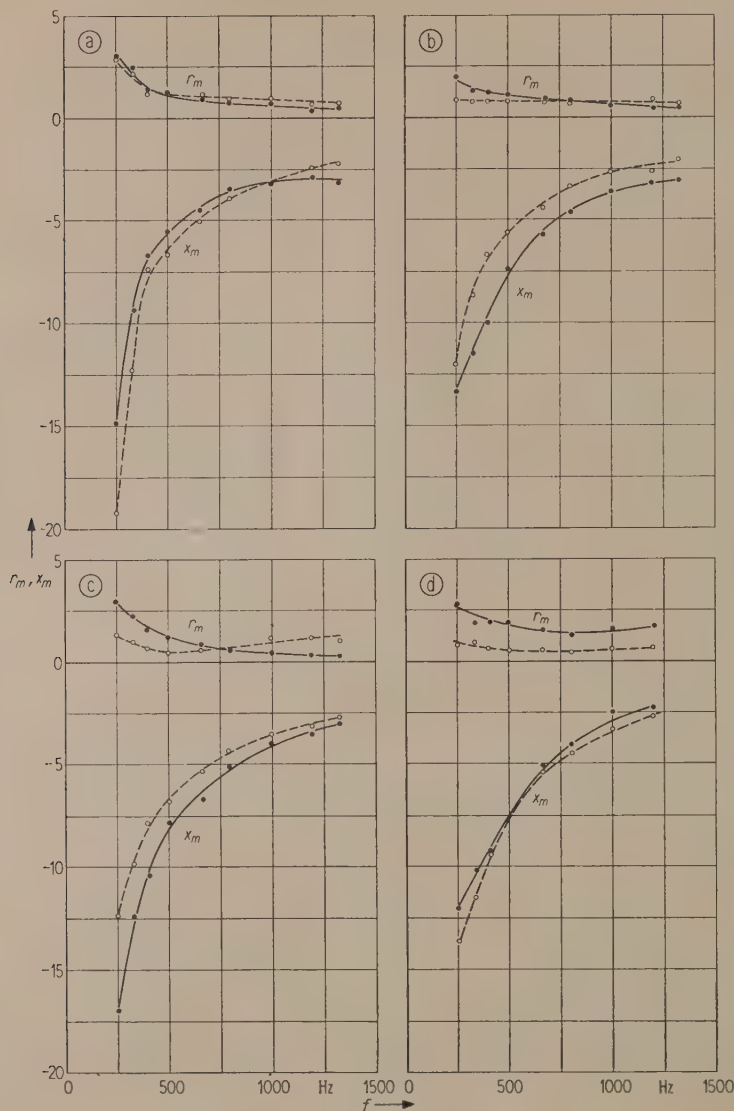


Fig. 9. z_m values obtained from experimental values of parameters (dashed line) and values obtained from direct experimental measurement (continuous line); (a), (b), (c), (d) materials a), b), c), d) of Fig. 4.

ports the experimental values of the series resistance for the four kinds of material examined; the resistance affects noticeably the value of the attenuation constant, as is shown in Fig. 8: the values of α are here compared with those obtained assuming $r=0$, leaving unchanged the other parameters and z_m .

The experimental value of α , for the types examined, is greater than the value obtained putting $r=0$.

The value of z_m obtained from experimental values, using eq. (7), is then compared with the value obtained through direct measurement, with normal incidence, in a standing wave tube (Fig. 9). The value obtained is in good agreement for types a) and b), and present some differences for types b) and d). These results must be related to the fact that the incidence angle, on which the impedance depends, is practically 90° for low frequencies (WILLMS [4]); it diminishes for high frequencies, but is never null, as in direct measurement.

6. Conclusion

With measurements relating four patterns of absorbing material, we have shown that the sound propagation in a lined duct can be studied by the mono-dimensional theory; but we must admit that the impedance in series is not purely imaginary; moreover the acoustic specific impedance of the material is not the same as the impedance obtained, through a direct measurement, in a standing wave tube.

(Received November 3rd, 1958.)

References

- [1] SIVIAN, L. J., J. acoust. Soc. Amer. **9** [1937], 135.
- [2] MORSE, P. M., J. acoust. Soc. Amer. **11** [1939], 205.
- [3] CREMER, L., Acustica **3** [1953], Beiheft 2, 249.
- [4] WILLMS, W., Akust. Z. **6** [1941], 150.
- [5] SCOTT, R. A., Proc. phys. Soc., London **58** [1946], 358.
- [6] YOUNG, J. E., J. acoust. Soc. Amer. **26** [1954], 804.
- [7] BERANEK, L. L., Acoustic measurements. J. Wiley & Sons, New York 1949, p. 317.
- [8] GUILLEMIN, E. A., Communication networks. J. Wiley & Sons, New York 1935, Vol. II, Chapter II.

ÜBER DAS DYNAMISCH-ELASTISCHE VERHALTEN GESCHÄUMTER STOFFE

von G. W. BECKER, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Zusammenfassung

Es werden verschiedene Meßverfahren beschrieben, die zur Ermittlung des dynamischen Elastizitätsmoduls und des dynamischen Schubmoduls geschäumter Stoffe im Frequenzbereich von etwa 0,1 bis 100 Hz (für härtere Stoffe bis maximal 1000 Hz) entwickelt wurden. Bei der Bestimmung des Elastizitätsmoduls an kurzen zylinderförmigen Proben mit festgeklebten Endflächen wird der Einfluß der Probenform bei gegebener Querkontraktion des Materials theoretisch behandelt und experimentell kontrolliert. Die mit den Verfahren an einer Reihe verschiedener Stoffe gewonnenen Meßergebnisse lassen sich unter Annahme eines einfachen Modells für geschlossen- und offenzellige Schaumstoffe befriedigend deuten.

Summary

Different methods are described for determining the dynamic Young's and dynamic shear moduli of foamed plastics in the range 0.1 to 100 c/s — for harder substances up to 1000 c/s. In estimating the elastic modulus on short cylindrical probes with attached end surfaces the influence of the shape of the probe for given Poisson's ratio is considered theoretically and tested experimentally. The results obtained on a series of different materials can be explained in terms of a simple model for closed and open mesh foamed material.

Sommaire

On décrit différents procédés de mesure qui ont été imaginés pour déterminer le module d'élasticité dynamique et le module de cisaillement dynamique de substances en mousse dans la gamme de fréquence s'étendant d'environ 0,1 à 100 Hz (et pour les substances les plus dures jusqu'à 1000 Hz au plus). Pour déterminer le module d'élasticité sur de courtes éprouvettes cylindriques à bases collées on a étudié théoriquement, avec vérification expérimentale ultérieure, l'influence de la forme de l'éprouvette dans le cas d'une contraction transversale déterminée du matériau. Les résultats des mesures faites par ce procédé sur une série de matériaux différents s'interprètent de manière satisfaisante à partir d'un modèle simple pour les substances en mousse avec cellules fermées ou ouvertes.

1. Einführung

Als geschäumte Stoffe oder Schaumstoffe bezeichnet man Materialien mit zelliger Struktur, die sich durch eine sehr geringe Rohdichte auszeichnen¹. Je nach der Wahl des Ausgangsproduktes und des Treibverfahrens können die Zellen geschlossen oder offen sein, wobei alle Übergänge möglich sind; auch die Größe der Zellen läßt sich in weiten Grenzen variieren. Als Treibgas dient bei den verschiedenen Verfahren vorwiegend Stickstoff, der bei Schaumstoffen mit geschlossenen Zellen in diesen eingeschlossen bleibt [1].

Die Entwicklung geschäumter Stoffe ist in den letzten Jahren sehr weit vorangeschritten. Man kann heute unter Ausnutzung bestimmter Schäumungsprozesse aus den meisten natürlichen und synthetischen Hochpolymeren Schaumstoffe herstellen. Durch geeignete Fertigungsmethoden ist es darüber hinaus

gelungen, speziellen Schaumstoffen größere Anwendungsgebiete zu erschließen.

Neben den bekannten wärmetechnischen Anwendungen gewinnt die Verwendung geschäumter Stoffe wegen der in weiten Grenzen möglichen Variation ihrer elastischen Eigenschaften auf dem Gebiet der Akustik zunehmend an Bedeutung. Schaumstoffe eignen sich z. B. als Wandbelag zur Schallabsorption in Räumen und Fahrzeugen, als weiche Zwischenschicht beim „schwimmenden Estrich“ zur Trittschalldämmung, zur Schwingungsdämpfung ausgedehnter Flächen unter Verwendung dehnsteifer Deckschichten sowie als schwingungsdämmende Unterlage für Meßgeräte und Maschinen ([2] bis [6]).

Bei diesen Anwendungen ist neben der Kenntnis der speziellen akustischen Größen die der dynamisch-elastischen Kennwerte (Moduln und Dämpfungsgrößen) der geschäumten Stoffe von besonderer Bedeutung. Kennt man von einem Stoff die dynamisch-elastischen Moduln und die zugehörigen Dämpfungsgrößen in Abhängigkeit von der Frequenz und gegebenenfalls der Temperatur, so kann man hieraus die

¹ Zu den Definitionen vgl. DIN 7726 (Schaumstoffe, Begriffe, Einteilung), veröffentlicht in Kunststoffe 47 [1957], 30.

erforderlichen Rückschlüsse auf seine Eignung für die verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten ziehen.

Der Zweck der im folgenden beschriebenen Untersuchung war es daher, einfache — auch für industrielle Prüflaboratorien geeignete — Meßverfahren zur Ermittlung der dynamisch-elastischen Kennwerte geschäumter Stoffe zu entwickeln und an einer Reihe verschiedener Stoffe zu erproben².

2. Meßverfahren

2.1. Allgemeines

In Bild 1 sind die verwendeten Meßprinzipien zusammengestellt. Meßgrößen sind der Elastizitätsmodul E und der Schubmodul G sowie die zugehörigen Verlustfaktoren η_E und η_G der dynamischen (komplexen) Moduln

$$E^* = E(1 + i\eta_E)$$

bzw.

$$G^* = G(1 + i\eta_G).$$

Modul	E	G
Pendel-Verfahren		
freie Schwingung	Biegung (Aufsicht)	Torsion (Seitenansicht)
Vibrometer-Verfahren		
erzwungene Schwingung	Dehnung	Schub (Aufsicht)

Bild 1. Meßprinzipien zur Untersuchung geschäumter Stoffe.

Für ihre Ermittlung im Frequenzbereich von etwa 0,1 bis 100 Hz (bei härteren Stoffen bis maximal 1000 Hz) wurden die folgenden Meßanordnungen gewählt: zwei Pendel-Verfahren (Biege- bzw. Torsionspendel), in denen die Meßproben das Direktionsmoment liefern, und zwei Vibrometer-Verfahren (Dehn- bzw. Schubvibrometer) in Form von Masse-Feder-Systemen, in denen die Meßproben die Federn darstellen.

Bei allen vier Beanspruchungsarten werden die gleichen zylinderförmigen, kurzen Meßproben verwendet, deren Abmessungen klein gegen die Länge der verschiedenen elastischen Wellen sind. Die zylindrische Form empfiehlt sich wegen ihrer einfachen Herstellbarkeit und mechanischen Stabilität; außerdem ergeben sich bei dieser Probenform einfache

² Von den beschriebenen Verfahren wurde das Dehnvibrometer an Hand der Konstruktionszeichnungen der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt von mehreren Firmen der chemischen Industrie bereits nachgebaut und für Prüfzwecke eingeführt.

Auswertungsformeln für alle vier Meßverfahren. Zur vorspannungsfreien Halterung werden die Proben mit den beiden Stirnflächen zwischen Metallscheiben geklebt.

Im Fall der Pendel-Verfahren wird das Verhalten der gedämpft abklingenden Eigenschwingungen betrachtet. Bei bekannten Trägheitsmomenten Θ_B (Biegung) bzw. Θ_T (Torsion) ergeben sich die Moduln E und G sowie die zugehörigen Verlustfaktoren η_E und η_G aus den Frequenzen f_B bzw. f_T und aus den Abklingzeiten³ T_B bzw. T_T der freien gedämpften Schwingungen der Systeme. Für zylindrische Proben der Höhe h und des Durchmessers d kann man die folgenden Beziehungen herleiten (f_B und f_T gemessen in Hz, T_B und T_T in s):

Biegung:

$$E = \frac{256 \pi h \Theta_B f_B^2}{d^4} \left(1 + \frac{h^2 m_B}{4 \Theta_B} \right), \quad (1a)$$

$$\eta_E = \frac{2,2}{f_B T_B}; \quad (1b)$$

Torsion:

$$G = \frac{128 \pi h \Theta_T f_T^2}{d^4}, \quad (2a)$$

$$\eta_G = \frac{2,2}{f_T T_T}. \quad (2b)$$

Der Klammerausdruck der Gl. (1a), worin m_B die Masse des zugehörigen Trägheitsmomentes Θ_B bedeutet, trägt einer Korrektur Rechnung, die bei Proben mit größeren Werten h zu berücksichtigen ist. Bei passender Wahl der Probenabmessungen kann der Klammerausdruck jedoch mit ausreichender Genauigkeit gleich eins gesetzt werden.

Im Falle der Vibrometer-Verfahren wird das Resonanzverhalten von Masse-Feder-Systemen bei erzwungenen Schwingungen untersucht. Die (reduzierten) Massen M dieser Systeme setzen sich aus je zwei Einzelmassen, zwischen denen die Meßproben befestigt sind, zusammen (vgl. Bild 1); es gilt daher, wenn die Einzelmassen mit M_1 und M_2 bezeichnet werden:

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}. \quad (3)$$

Bei bekannten (reduzierten) Massen M_D (Dehnung) bzw. M_S (Schub) ergeben sich die Moduln E und G sowie die zugehörigen Verlustfaktoren η_E und η_G aus den Resonanzfrequenzen f_D bzw. f_S und aus den Halbwertsbreiten Δf_D bzw. Δf_S der Resonanzkurven der erzwungenen Schwingungen der Systeme. Mit den bereits eingeführten Bezeichnungen für die Probenabmessungen erhält man die Beziehungen:

³ Unter „Abklingzeit“ wird die Zeit verstanden, in der die Schwingungsamplitude auf 1/1000 (entsprechend -60 dB) ihres Anfangswertes abfällt.

Dehnung:

$$E = \frac{16 \pi h M_D f_D^2}{d^2}, \tag{4 a}$$

$$\eta_E = \frac{\Delta f_D}{f_D}; \tag{4 b}$$

Schub:

$$G = \frac{8 \pi h M_S f_S^2}{d^2}, \tag{5 a}$$

$$\eta_G = \frac{\Delta f_S}{f_S}. \tag{5 b}$$

Voraussetzung für die Anwendbarkeit von Gl. (5 a) ist es, daß die Probenhöhen *h* der beiden Einzelproben praktisch übereinstimmen.

Im Prinzip ähnliche Anordnungen wie die hier beschriebenen Pendel-Verfahren und das Dehnvibrometer sind für die Untersuchung nicht geschäumter Stoffe bereits mehrfach angegeben worden ([7] bis [9]).

2.2. Apparative Einzelheiten

2.2.1. Pendel-Verfahren

Als Beispiel zeigt Bild 2 das verwendete Biegependel-Verfahren. Die Anordnung entspricht einem einseitig eingespannten, auf Biegung beanspruchten kurzen Balken mit einer Masse am freien Ende.

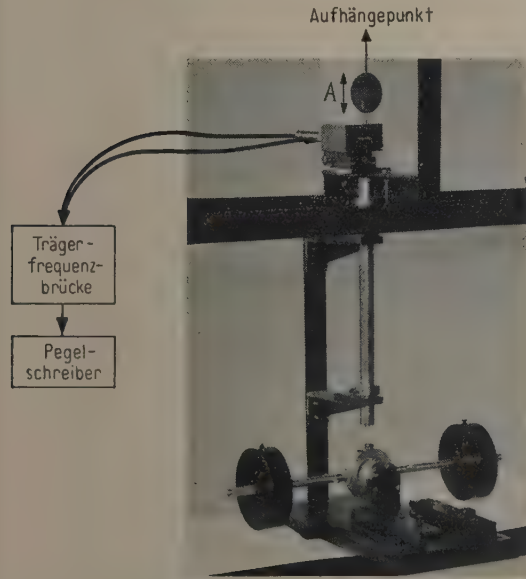


Bild 2. Ansicht des Biegependels; Abnahmeplättchen (A) nach oben verschoben.

Zur Aufnahme ihres Gewichts hängt die pendelnde Masse an einem dünnen Stahldraht ($\phi = 0,4 \text{ mm}$). Sie besteht aus einem Mittelstück, in das Stangen mit auf-schiebbaren Massen geschraubt werden können. Durch Verwendung von Stangen verschiedener Länge und Massen unterschiedlicher Größe kann ihr Trägheitsmoment im Verhältnis von etwa 1:4000 verändert werden.

Zwischen dem Mittelstück der Pendelmasse und einem feststellbaren Bock ist die zylinderförmige Schaumstoffprobe horizontal angeordnet. Zur Befestigung dienen 2 mm dicke Dural-Scheiben, die auf die Stirnflächen der Probe geklebt sind und ihrerseits fest mit dem Mittelstück der Masse und mit dem Haltebock verschraubt werden können. Die Lage des Haltebocks ist für Proben verschiedener Zylinderlänge beliebig einstellbar.

Durch geeignete Formgebung des Mittelstückes wurde es erreicht, daß die Pendelmasse bei sämtlichen Kombinationen mit unterschiedlichem Trägheitsmoment im Schwerpunkt aufgehängt ist, und daß außerdem der Schwerpunkt stets im Mittelpunkt der Endfläche der Meßprobe liegt⁴. Zur Justierung der Pendelmasse und zum Ausgleich der Dehnung des Aufhängedrahtes bei Verwendung größerer Massen (bis maximal 6,9 kg) kann der Aufhängepunkt des Drahtes in geeigneter Weise verlagert werden.

Das Pendel wird durch eine mechanische Auslenkung horizontal zu freien Schwingungen erregt. Zur Schwingungsabnahme dient ein leichtes Stahlplättchen, das am Aufhängedraht befestigt ist. Es ändert bei einer Auslenkung des Pendels die Induktivitäten zweier Spulen, die in Differentialschaltung Teile einer mit einer 5-kHz-Wechselspannung gespeisten Wheatstoneschen Brücke sind. Die Diagonalspannung der in der Ruhelage des Pendels abgeglichenen Brücke wird verstärkt, gesiebt und einem logarithmischen Pegelschreiber mit Gleichrichtung zur Registrierung zugeführt; Brücke, Verstärker und Sieb sind Teile eines handelsüblichen Gerätes.

Bei der Schwingung des Biegependels ist, streng genommen, der einfachen Drehung der Pendelmasse um ihren Schwerpunkt eine zusätzliche Translation des Schwerpunkts auf einem Kreisbogen überlagert⁵. Solange jedoch die Pendelauslenkung genügend klein bleibt, so daß der Tangens des Drehwinkels mit ausreichender Genauigkeit durch den Winkel selbst ersetzt werden kann, ist die Anzeigespannung der Meßbrücke dem Drehwinkel des Pendels proportional. Als Beispiel zeigt Bild 3 die mit dem Pegelschreiber registrierte Kurve einer gedämpft abklingenden Schwingung des Biegependels.

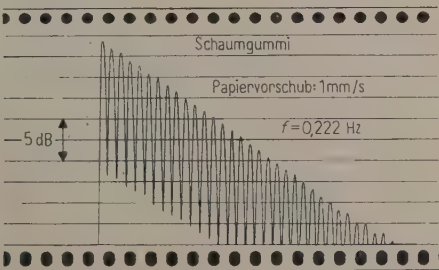


Bild 3. Registrierstreifen einer gedämpft abklingenden Schwingung (Biegependel).

Aus dem Biegependel gewinnt man durch einen einfachen Umbau das Torsionspendel. Bei diesem

⁴ Das ist eine wichtige Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Gl. (1 a).

⁵ Dieser Translation trägt, wie man leicht zeigen kann, das Korrekturglied in Gl. (1 a) Rechnung.

hängt das Mittelstück der Pendelmasse horizontal am gleichen Stahldraht, und die Probe ist vertikal zwischen dem Mittelstück der Pendelmasse und dem Haltebock, der jetzt ebenfalls horizontal gelagert ist, angeordnet; Schwingungserregung und -abnahme sind die gleichen wie beim Biegependel.

Bei der Festlegung der Probenabmessungen wurde davon ausgegangen, daß geschäumte Stoffe im allgemeinen in Form von Platten vorliegen, die bei den meisten Anwendungen in Dickenrichtung beansprucht werden. Schneidet man daher die Proben mit der Zylinderachse in Richtung der Plattendicke aus, so bleibt die bei Schaumstoffen häufig zu beobachtende Abhängigkeit der Meßwerte von der Orientierung der Proben bei der Übertragung auf praktische Anwendungen außer Betracht. Für die Probenhöhe h ergaben sich den üblichen Plattendicken entsprechende Werte von etwa 2 cm; für den Probendurchmesser d haben sich Werte von etwa 2 bis 3 cm bewährt.

Mit den beiden Pendel-Verfahren wird durch geeignete Veränderung der Trägheitsmomente ein Frequenzbereich von etwa 0,1 bis 10 Hz durch genügend dicht liegende Meßpunkte erfaßt. Dieser Bereich wird nach höheren Frequenzen durch Saitenschwingungen des Aufhänge drahtes und nach tieferen Frequenzen durch das Direktionsmoment des Drahtes begrenzt, dessen Einfluß bei 0,1 Hz noch zu vernachlässigen ist. Von Messungen bei tieferen Frequenzen unter Berücksichtigung geeigneter Korrekturen wurde abgesehen.

Die Meßprobe ist vorspannungsfrei mit den aufgeklebten Dural-Scheiben zwischen zwei Massen befestigt, die an dünnen Stahlbändern hängen. Die Halterungen der Aufhängebänder sind mit einem schweren Klotz (Gewicht ca. 40 kp), der auf einer weichfedernden Unterlage ruht und daher praktisch als träge Masse wirkt, fest verbunden. Hierdurch wird ein Mitschwingen der Halterungen weitgehend vermieden und die Randdämpfung klein gehalten; aus dem gleichen Grunde wurden die Aufhängebänder mit einem schwingungsdämpfenden Belag versehen.

Das System wird an der schwereren der beiden Massen (M_1) elektrodynamisch zu zeitlich sinusförmigen Schwingungen erregt (in Bild 4 ist nur der Topfmagnet des Systems zu erkennen). Diese werden mit einem Bariumtitanat-Dickenschwinger an der leichteren Masse (M_2) abgenommen; die entsprechende „Empfangsspannung“ wird verstärkt und einem Röhrenvoltmeter zur Anzeige zugeführt. Als Frequenzgenerator wird ein RC-Generator mit kontinuierlicher Frequenzänderung in Verbindung mit einem Leistungsverstärker mit niederohmigem Ausgang benutzt. Auf der Empfangsseite wird ein handelsüblicher Spannungsverstärker unter Vorschaltung eines Impedanzwandlers mit hochohmigem Eingang verwendet.

Die mechanische Impedanz des Erregersystems, die oberhalb der Eigenfrequenz des Systems praktisch allein durch den Massenwiderstand von M_1 gegeben ist, wurde möglichst groß gewählt ($M_1 \approx 1600$ g). Dadurch wird die Rückwirkung des in Resonanz schwingenden Masse-Feder-Systems auf das elektrodynamische Sendesystem klein gehalten. Zur Änderung der Resonanzfrequenz wird nur die Masse M_2 im Bereich von etwa 30 bis 1200 g (einschließlich Schwingungsaufnehmer) variiert. Zur vorspannungsfreien Halterung der Meßprobe kann die Lage von M_2 beliebig verändert werden. Für den Transport ist eine Arretierung der eingebauten Masse M_1 vorgesehen.

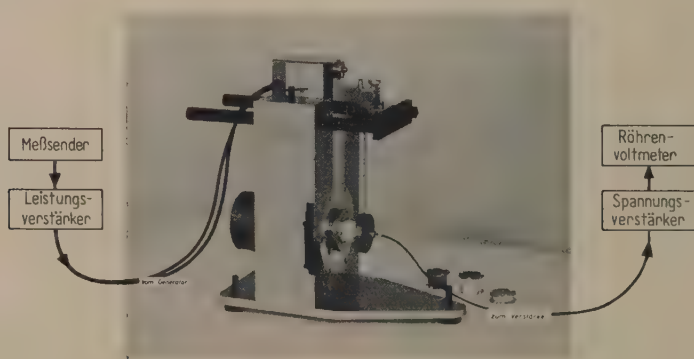


Bild 4. Ansicht des Dehnvibrometers.

2.2.2. Vibrometer-Verfahren

Nach höheren Frequenzen wird der Meßbereich durch die Vibrometer-Verfahren erweitert. Als Beispiel zeigt Bild 4 das verwendete Dehnvibrometer⁶.

⁶ Das Dehnvibrometer wurde gemeinsam mit Herrn Dr. H. OBERST entwickelt; die endgültige Konstruktion für routinemäßige Prüfungen wurde von Herrn K. FRANKENFELD ausgeführt.

Aus dem Dehnvibrometer erhält man durch einfachen Umbau das Schubvibrometer (vgl. Bild 5). Hierzu wird die Masse M_1 mit einem Vorsatzstück zur Befestigung zweier auf Schub beanspruchter Meßproben versehen. Die gesamte Meßapparatur ist im übrigen die gleiche wie beim Dehnvibrometer.

Mit den beiden Vibrometer-Verfahren wird durch geeignete Veränderung der Masse M_2 ein Frequenz-

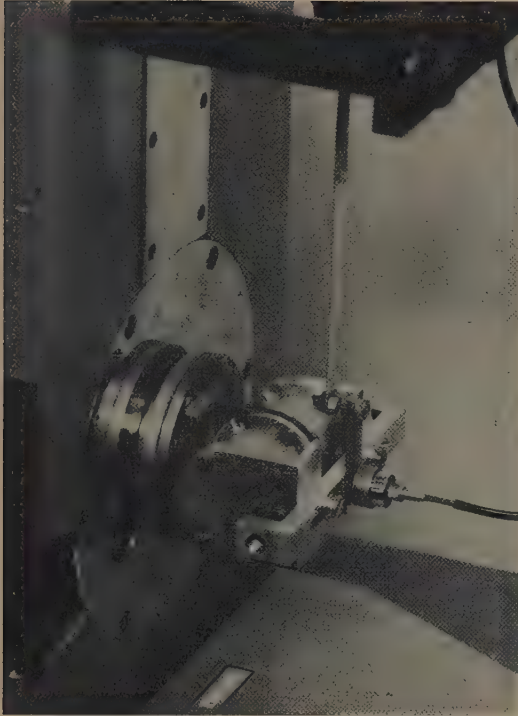


Bild 5. Probenhalterung beim Schubvibrometer.

beliebig harter Stoffe durch die Festigkeit des verwendeten Klebmittels eine obere Grenze gesetzt.

3. Dehnsteife geklebter Proben

Die im Abschnitt 2.1 für den dynamischen Elastizitätsmodul E angegebenen Bestimmungsgleichungen (1 a) und (4 a) gelten nur unter der Voraussetzung, daß die Querkontraktion der Proben über die gesamte Höhe nicht unterbunden ist. Diese Voraussetzung ist jedoch wegen der Klebung der Proben an den Endflächen nicht erfüllt; dadurch erhält z. B. eine zylinderförmige Probe bei einer Stauchung eine „Tonnenform“. Während die Probenklebung auf die Schubsteife wegen der mit Schubdeformationen verknüpften Volumenkonstanz keinen nennenswerten Einfluß hat, wird die Dehnsteife durch die Klebung erhöht; demgemäß wird nach den in Abschnitt 2.1 angegebenen Beziehungen ein zu großer Wert für den Elastizitätsmodul ermittelt. Dieser Einfluß macht sich um so stärker bemerkbar, je kürzer die Proben im Vergleich zum Durchmesser sind, d. h. je kleiner der „Formfaktor“ h/d ist⁷.

Als Beispiel zeigt Bild 6 die mit den beiden Pendel-Verfahren an Proben mit unterschiedlichem Formfaktor gemessenen Frequenzkurven von E_t , G und den zugehörigen Verlustfaktoren η_E und η_G ;

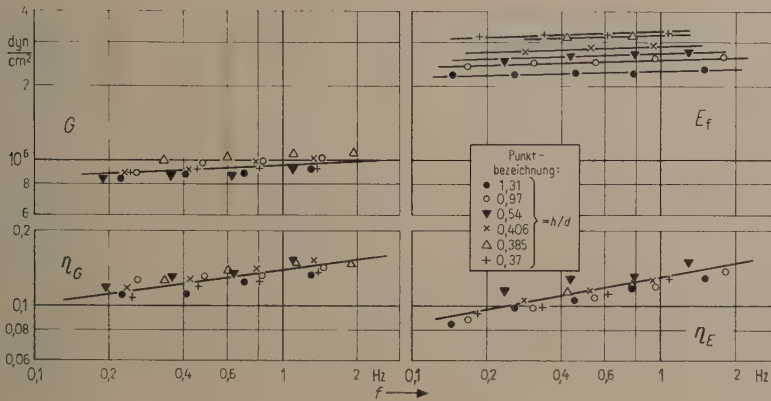


Bild 6. Frequenzkurven der Werte G , η_G , E_t und η_E von PVC-Schaum (mittelweich), gemessen an zylindrischen Proben mit unterschiedlichem Formfaktor h/d .

bereich von etwa 10 bis 100 Hz (bei harten Stoffen bis maximal 1000 Hz) durch genügend dicht liegende Meßpunkte erfaßt. Dieser Bereich wird nach niedrigen Frequenzen durch die Eigenfrequenzen des Erregersystems und des durch die Masse M_2 mit ihrem Aufhängeband gebildeten Pendels begrenzt. Nach höheren Frequenzen ist die Begrenzung durch die Kombination der kleinsten Masse M_2 mit Proben großer Steife gegeben; dabei ist der Untersuchung

der Index f weist auf die Formfaktorabhängigkeit des nach Gl. (1 a) ermittelten Elastizitätsmoduls hin. Sämtliche Proben wurden der gleichen Platte aus geschlossenzelligem (mittelweichem) PVC-Schaum entnommen. Aus Bild 6 ist zu ersehen, daß die für Proben mit unterschiedlichem Formfaktor gemessenen Werte von G , η_G und η_E annähernd überein-

⁷ Hiervon abweichend wird häufig der Formfaktor als Quotient $d/4h$ definiert (vgl. z. B. [10]).

stimmen, wenn man von den bei Schaumstoffen unvermeidbaren Streuungen absieht, die eine Folge von Schäumungsinhomogenitäten sind. Dagegen steigen die Werte von E_t monoton mit abnehmendem Formfaktor an ⁸.

Die Abhängigkeit der Dehnsteife vom Formfaktor ist bereits verschiedentlich an Kautschukproben, bei denen der Effekt wegen der großen Querkontraktionszahl ($\mu \approx 0,5$) besonders merklich ist, experimentell untersucht worden ([10] bis [13]); auch hierbei ergab sich, daß die gemessene innere Dämpfung vom Formfaktor der Proben praktisch nicht abhängt.

Zu erwähnen sind insbesondere die umfangreichen Untersuchungen von C. W. KOSTEN, der eine empirische Beziehung findet, nach der der formabhängige Modul linear mit dem reziproken Formfaktor (d/h) ansteigt. Theoretisch wurde das Problem von Y. ROCARD [14] ebenfalls für den Spezialfall inkompressibler Materialien behandelt; die Rechnung liefert jedoch eine Formel, in der sich der formabhängige Modul mit $(d/h)^2$ ändert. In den beiden Arbeiten wird von unterschiedlichen Voraussetzungen ausgegangen; während KOSTEN annimmt, daß sich die an der Querdeformation gehinderten Bereiche der beiden einander gegenüberliegenden Endflächen der Probe gegenseitig nicht beeinflussen, wird in der Arbeit von ROCARD eine gegenseitige Beeinflussung dieser Bereiche nicht ausgeschlossen. Quantitativ stimmen beide Formeln für $h \approx d$ näherungsweise überein; merkliche Unterschiede ergeben sich im Bereich $h \ll d$, in dem die KOSTENSche Voraussetzung sicher nicht mehr erfüllt ist.

Da bei den Probenabmessungen geschäumter Stoffe im allgemeinen der Fall $h < d$ vorliegt (vgl. Abschn. 2.2 sowie Fußnote 8), wurde auf Grund der Überlegungen von ROCARD versucht, eine auch für kompressible Materialien gültige Beziehung der Formfaktorabhängigkeit der Probensteife herzuleiten. Der Gang der Rechnung soll hier nur angedeutet werden.

Es wird eine an den Endflächen z. B. durch Klebung festgehaltene zylindrische Probe (Höhe h , Durchmesser d) betrachtet, deren Achse mit der z -Achse eines Zylinderkoordinatensystems (ϱ, φ, z) zusammenfällt und deren Mittelpunkt im Koordinatenanfangspunkt liegt. Wird die Probe durch äußere Kräfte deformiert, so wird eine Deformationsarbeit A geleistet, die gleich der über das Probenvolumen integrierten „potentiellen“ Energiedichte ω sein muß:

$$A = \int_v \omega \, dv.$$

Bei einer in z -Richtung angreifenden Kraft K_z , die eine Deformation $\Delta h/h$ hervorruft, ist die Arbeit

⁸ Da die Untersuchung weicher Stoffe aus Stabilitätsgründen meistens nur an plattenförmigen oder kurzen stabförmigen Proben vorgenommen werden kann, dürfte dieser Effekt bei allen ähnlichen Verfahren vorliegen, unabhängig davon, ob die Proben durch Klebung oder Gewichtsbelastung gehalten sind.

$$A = K_z \frac{\Delta h}{2},$$

und unter Beachtung der im betrachteten Fall vorliegenden Symmetriebedingungen für die Energiedichte folgt

$$K_z \Delta h = E \int_v \left[\left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2(1+\mu)} \left(\frac{\partial r}{\partial z} \right)^2 \right] dv.$$

Darin sind w und r die Komponenten des Verschiebungsvektors in z - bzw. ϱ -Richtung; sie sind durch die Beziehung

$$\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial r}{\partial \varrho} = 0$$

miteinander verknüpft und unterliegen den Randbedingungen

$$w = \mp \frac{\Delta h}{2} \quad \text{und} \quad r = 0 \quad \text{für} \quad z = \pm \frac{h}{2}.$$

Durch Ansatz einer Fourierschen Reihe gelingt es, das Energieintegral näherungsweise zu lösen (vgl. [14]).

Hieraus ergibt sich der „formabhängige“ Elastizitätsmodul

$$E_t = E \left[1 + \frac{3}{4} \frac{\mu^2}{1+\mu} \left(\frac{d}{h} \right)^2 \right], \quad (6)$$

für den unter Benutzung der Beziehung

$$E = 2 G (1 + \mu) \quad (7)$$

folgt

$$\frac{E_t}{2 G} = 1 + \mu + \frac{3}{4} \left(\frac{d}{h} \right)^2 \mu^2. \quad (8)$$

Es ist zweckmäßig, für die Prüfung der Rechnung Gl. (8) zugrunde zu legen, da in diese Beziehung das Verhältnis der Meßgrößen $E_t/2 G$ eingeht, das bei Verwendung ähnlicher Meßverfahren und gleicher Proben nur von den Quotienten zweier mit großer Genauigkeit bestimmbarer Frequenzen und Trägheitsmomente bzw. Massen abhängt (vgl. die Gleichungspaare (1 a) und (2 a) bzw. (3 a) und (4 a); dabei ist angenommen, daß der Klammerausdruck in Gl. (1 a) gleich eins gesetzt werden kann). Hierdurch werden individuelle Probeneigenschaften, die sich auf die Werte von E_t und G in gleicher Weise auswirken, eliminiert; dies ist von Vorteil für die Berechnung der Querkontraktionszahl μ , für die andernfalls eine große Meßgenauigkeit bei der Bestimmung der beiden Einzelmeßwerte E_t und G zu fordern wäre.

Der durch Gl. (8) gegebene Zusammenhang zwischen dem Quotienten $E_t/2 G$ und dem Formfaktor h/d ist in Form einer Kurvenschar mit der Querkontraktionszahl μ als Parameter in Bild 7 dargestellt. Bild 7 zeigt, daß der Modul E_t für $h < d$ mit abnehmendem Formfaktor bei größeren Werten von μ stark ansteigt; für $\mu = 0$ ist E_t erwartungsgemäß von der Probenform unabhängig.

Zur experimentellen Prüfung der berechneten Beziehung (8) sind die aus Bild 6 gewonnenen Werte für verschiedene Proben aus (mittelweichem) PVC-Schaum in Bild 7 eingetragen. Die gemessenen Werte fügen sich befriedigend in das Bild der Kurvenschar ein, wenn man berücksichtigt, daß der für die eingetragenen Punkte gewählte Durchmesser einer maximalen Abweichung von etwa $\pm 2\%$ der angegebenen Werte $E_t/2G$ entspricht.

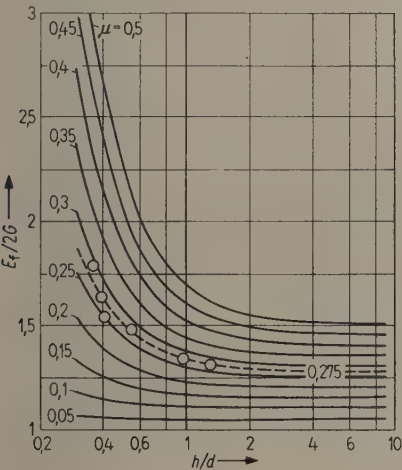


Bild 7. Abhängigkeit des Quotienten $E_t/2G$ vom Formfaktor h/d zylindrischer Proben bei verschiedenen Werten der Querkontraktionszahl μ (nach Gl. (8)). Zum Vergleich Meßwerte (o) für PVC-Schaum (mittelweich), gewonnen aus den Kurven des Bildes 6.

Den im folgenden Abschnitt mitgeteilten Modulwerten liegen stets Messungen an mehreren Proben mit unterschiedlichem Formfaktor zugrunde; dabei konnte in allen Fällen die durch Gl. (8) geforderte

Abhängigkeit der Meßgrößen vom Formfaktor bestätigt werden.

4. Meßergebnisse

In Bild 8 sind die mit den beschriebenen vier Verfahren an einem geschlossenzelligen Silikonkautschuk-Schaum gemessenen Werte von E , η_E , G und η_G über der Frequenz aufgetragen (für die Zuordnung der Punktbezeichnungen vgl. die Bildunterschrift). Bild 8 veranschaulicht die gute Übereinstimmung der mit den verschiedenen Verfahren gemessenen Werte. Die schwach ansteigenden Frequenzkurven von E und G verlaufen praktisch parallel zueinander, die Querkontraktionszahl ist daher nach Gl. (7) frequenzunabhängig; die Werte η_E und η_G stimmen annähernd überein.

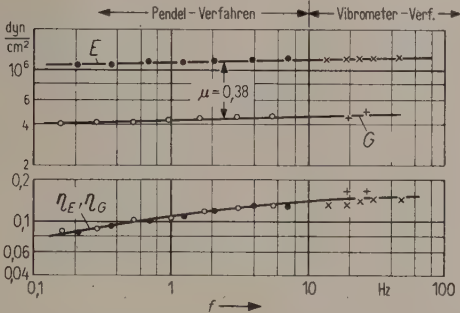


Bild 8. Frequenzkurven der Werte E , η_E , G und η_G von Silikonkautschuk-Schaum, gemessen mit verschiedenen Verfahren: ● Biegependel, × Dehnvibrometer, ○ Torsionspendel, + Schubvibrometer.

Ähnliche Frequenzkurvenverläufe wurden bei den übrigen untersuchten Schaumstoffen gemessen. Unter Verzicht auf die Wiedergabe dieser Kurvenbilder soll daher das unterschiedliche elastische Verhalten

Tabelle I.
Zusammenstellung der dynamisch-elastischen Kennwerte geschäumter Stoffe.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Zellenart	Schaumstoff	ρ	C	$\bar{E}$	$G \cdot 10^{-8}$	$E \cdot 10^{-6}$	$\eta_G \cdot 10$	$\eta_E \cdot 10$	μ	$K \cdot 10^{-6}$ ermittelt aus Gl. (10) Gl. (11)	
		g/cm ³	%	Rayl/cm	dyn/cm ²	dyn/cm ²				dyn/cm ²	dyn/cm ²
ge- schlossene Zellen	PVC (weich)	0,071	94	—	0,11	0,32	1,00	0,95	0,45	1,06	1,1
	Silikon- Kautschuk	0,336	71	—	0,42	1,16	1,05	1,05	0,38	1,61	1,4
	PVC (mittelweich)	0,134	89	—	0,96	2,45	1,35	1,25	0,275	1,82	2,3
	Kautschuk	0,204	82	—	1,45	3,95	0,52	0,60	0,36	4,70	3,0
	Vulkollan	0,341	73	—	4,90	12,9	0,42	0,40	0,32	11,9	9,0
	PVC (hart)	0,043	97	—	77,0	196	0,30	0,25	0,27	142	114
offene Zellen	Latex	0,095	91	18	0,23	0,55	0,37	0,47	0,20	0,31	0,34
	Gummi	0,150	86	45	0,28	0,69	0,80	0,72	0,23	0,43	0,41
	Moltopren	0,032	98	25	1,77	4,25	1,14	1,10	0,20	2,36	2,60

der verschiedenen geschäumten Stoffe an Hand der bei einer Frequenz (1 Hz) gemessenen Werte der Moduln und Verlustfaktoren diskutiert werden.

Die bei dieser Frequenz gemessenen dynamisch-elastischen Kennwerte sind in Tabelle I getrennt für geschlossen- und offenzellige Stoffe zusammengestellt⁹. Die ausgewählten neun verschiedenen Schaumstoffe sind repräsentativ für eine große Zahl einander teilweise sehr ähnlicher, handelsüblicher Materialien, die im Laufe der letzten Jahre mit dem Dehnvibrometer-Verfahren in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt untersucht worden sind¹⁰. Der Vergleich der in den Spalten für G und E eingetragenen Meßwerte zeigt, daß die geschäumten Stoffe einen sehr breiten Modulbereich überdecken; die für den weichsten und den härtesten Stoff gemessenen Werte der Moduln unterscheiden sich um fast drei Zehnerpotenzen.

Die Tabelle I enthält in Spalte 3 die durch Wägung ausgemessener Volumina unter Berücksichtigung des Auftriebs ermittelten Werte der Rohdichte ρ und in Spalte 4 das Verhältnis C des Zellenvolumens zum Gesamtvolumen. Unter der stets erfüllten Voraussetzung, daß die Dichte des Gases in den Zellen gegen die des Gerüstmaterials (ρ_s) vernachlässigbar klein ist, ergibt sich die Größe C aus [15]:

$$C = 1 - \rho/\rho_s. \quad (9)$$

Die Dichte ρ_s stimmt meistens nur innerhalb gewisser Grenzen mit der am kompakten Material ermittelten Dichte überein; die hierdurch möglichen Fehler bei der Bestimmung von C sind jedoch so klein, daß sie sich auf die in Spalte 4 angegebenen Werte nicht auswirken.

In Spalte 5 sind für die offenzelligen Stoffe die Werte des längenspezifischen Strömungswiderstandes $\mathcal{E}$ eingetragen¹¹. Bei den geschlossenzelligen Stoffen ist $\mathcal{E}$ praktisch unendlich groß.

Die Spalten 6 bis 9 enthalten die für die Frequenz 1 Hz gemessenen Kennwerte G , E , η_G und η_E . Die Werte von G variieren im Bereich $1,1 \cdot 10^5$ bis $7,7 \cdot 10^7$ dyn/cm², die von E im Bereich $3,2 \cdot 10^5$ bis $1,96 \cdot 10^8$ dyn/cm². Wie die Werte η_G und η_E sind sie im wesentlichen durch den Anteil und die Eigenschaften des für die Schäumung benutzten hochpolymeren Materials bestimmt. Die Verlustfaktoren η_G und η_E unterscheiden sich nur wenig; dabei ist im allgemeinen η_G etwas größer als η_E .

⁹ Die Stoffbezeichnungen „Vulkollan“ und „Moltopren“ sind eingetragene Warenzeichen der Farbenfabriken Bayer A.G., Leverkusen.

¹⁰ Gemeinsame Untersuchungen mit Dr. H. OBERST an etwa 50 verschiedenen Stoffen, unveröffentlicht.

¹¹ Gemessen vom Laboratorium für Raumakustik der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (Leiter: Dr. G. VENZKE).

Die aus E und G nach Gl. (7) ermittelten Werte μ sind in Spalte 10 zusammengestellt. Sie zeigen, daß keineswegs, wie häufig näherungsweise angenommen wird, für geschlossenzellige Stoffe $\mu \approx 0,5$ und für offenzellige Stoffe $\mu \approx 0$ gilt. Nur bei sehr weichen geschlossenzelligen Schaumstoffen, bei denen der Kompressionsmodul im wesentlichen mit dem des eingeschlossenen Gases übereinstimmt, beobachtet man Werte μ von nahezu 0,5 (vgl. hierzu die Spalten 11 und 12); im Fall härterer Schaumstoffe ist μ kleiner und erreicht für Hart-PVC-Schaum nur den Wert 0,27.

Wie die an offenzelligen Schäumen ermittelten Werte von $\mu \approx 0,2$ zeigen, kann die Querkontraktion bei diesen Stoffen durchaus von Null verschieden sein, wenn die Deformationsamplituden genügend klein bleiben, so daß keine „Knickung“ des Gerüsts eintritt¹². Die Übereinstimmung der an verschiedenen Stoffen ermittelten Werte dürfte dabei rein zufällig sein. Auf die gemessenen Werte ist die Luft in den offenen Zellen bei den betrachteten niedrigen Beanspruchungsfrequenzen und den relativ kleinen Strömungswiderständen ohne Einfluß, wie Messungen bei verschiedenem Luftdruck im Bereich von etwa 760 bis 1 Torr ergaben.

Zum Vergleich sind für die untersuchten Stoffe in den Spalten 11 und 12 der Tabelle weiterhin Werte des Kompressionsmoduls eingetragen, die auf verschiedene Weise ermittelt wurden. Die Werte der Spalte 11 wurden aus den Meßwerten E und G nach der allgemeinen Beziehung

$$K = \frac{EG}{3(3G - E)} \quad (10)$$

gewonnen; sie können daher ebenfalls als „Meßwerte“ angesehen werden. Die Werte der Spalte 12 wurden dagegen an Hand eines einfachen „Mischmodells“ berechnet, bei dem sich die Federsteifen des Gerüsts und des Zellgases im Fall einer in Dickenrichtung beanspruchten ausgedehnten Platte anteilmäßig addieren (für ähnliche Überlegungen vgl. z. B. [17], [18]). Unter der Voraussetzung, daß bei der Schubbeanspruchung eines geschäumten Stoffes nur das Gerüstmaterial einen Beitrag zur Rückstellkraft liefert, folgt bei diesem Modell für den Kompressionsmodul

$$K = C K_G + \frac{2}{3} G (1 + 3 \mu_s). \quad (11)$$

In Gl. (11) sind K_G der Kompressionsmodul des Zellgases und μ_s die Querkontraktionszahl des Gerüstmaterials. Für K_G wurde im Fall der geschlossenzelligen Stoffe näherungsweise der Kompressionsmodul von Luft bei isothermer Beanspruchung

¹² Hierauf deutet auch das Verhalten der Dehnspannung in Abhängigkeit von der Deformation bei statischer Beanspruchung hin [16].

(10^6 dyn/cm²) angenommen; im Fall der offenzelligen Stoffe wurde $K_G = 0$ gesetzt. Für μ_s wurde bei sämtlichen Stoffen der Wert 0,4 angenommen. Da die Querkontraktionszahlen fester hochpolymerer Stoffe vorwiegend im Bereich von etwa 0,3 bis 0,5 liegen, ist durch diese Annahme ein maximaler Fehler von $\pm 15\%$ des nach Gl. (11) berechneten Wertes von K möglich. Diese Abweichung kann jedoch für die nur als grobe Abschätzung gedachte Berechnung des Kompressionsmoduls nach Gl. (11) außer acht gelassen werden.

Der Vergleich der nach Gl. (10) und Gl. (11) ermittelten Kompressionsmoduln liefert bei allen Stoffen eine befriedigende Übereinstimmung. Hieraus ist zu schließen, daß die für das „Mischmodell“ angenommene Additivität der Federsteifen des Gerüsts und des Zellgases annähernd zutrifft. Andererseits kann die Übereinstimmung aber auch als eine Bestätigung der gemessenen Werte angesehen werden. Bei den geschlossenzelligen Stoffen variiert K von $1,06 \cdot 10^6$ bis $1,42 \cdot 10^8$ dyn/cm²; erwartungsgemäß stimmt der Kompressionsmodul sehr weicher Schäume mit dem des eingeschlossenen Gases überein. Die für offenzellige Stoffe angegebenen Werte K gelten voraussetzungsgemäß nur für das Gerüst; bei Betrachtung ausgedehnter Proben, aus denen die Luft während der Deformation nicht entweichen kann, ist sinngemäß zu den angegebenen Werten der Kompressionsmodul der Luft anteilmäßig zu addieren.

Abschließend kann festgestellt werden, daß die mit den beschriebenen Verfahren erreichte Meßgenauigkeit bei der Ermittlung der dynamisch-elastischen Kennwerte G und E geschäumter Stoffe eine hinreichend genaue Berechnung der übrigen Moduln zuläßt. Hierdurch ist die Möglichkeit gegeben, den Frequenzmeßbereich von etwa 0,1 bis 100 Hz (bei härteren Stoffen bis maximal 1000 Hz) nach hohen Frequenzen durch Anwendung geeigneter Methoden, bei denen andere Beanspruchungsarten benutzt werden (z. B. Impedanzrohr-Verfahren), zu erweitern (vgl. auch [4]), da der entsprechende Modul bei tiefen Frequenzen aus den beiden Moduln E und G rechnerisch ermittelt werden kann.

Der Verfasser dankt Herrn K. FRANKENFELD für seine Mitarbeit, insbesondere bei der Konstruktion

der mechanischen Geräte, sowie Herrn H. SAUER für die Durchführung der Messungen und deren Auswertung.
(Eingegangen am 16. November 1958.)

Schrifttum

- [1] SCHEURLIN, H. A., Methoden zur Herstellung von Schaumstoffen unter besonderer Berücksichtigung von Treibmitteln. *Kunststoffe* **47** [1957], 446.
- [2] OBERST, H., Akustische Anwendungen von Schaumstoffen. *Kunststoffe* **46** [1956], 190.
- [3] PAFFRATH, H. W., Offenzellige Schaumstoffe für akustische Zwecke im Bauwesen. *Kunststoffe* **47** [1957], 638.
- [4] VENZKE, G., Die Schallabsorption poröser Kunststoffschäume. *Acustica* **8** [1958], 295.
- [5] OSKEN, H., Neue Erkenntnisse über Eigenschaften und physikalisches Verhalten von Polystyrolschaum. *Der Plastverarbeiter* **8** [1957], 1.
- [6] HAMPE, E. A., Entdröhnung von Fahrzeugkarosserien durch Schaumstoffbeläge. *Kunststoffe* **47** [1957], 640.
- [7] MEYER, E. und KEIDEL, L., Zur Schalldämmung von Federn und Dämmstoffen. *Z. tech. Phys.* **18** [1937], 299.
- [8] SCHMIEDER, K. und WOLF, K., Über die Temperatur- und Frequenzabhängigkeit des mechanischen Verhaltens einiger hochpolymerer Stoffe. *Kolloid.-Z.* **127** [1952], 65.
- [9] KOPPELMANN, J., Neuere physikalische Prüfmethoden für Kunststoffe. *Kunststoffe* **47** [1957], 416.
- [10] KIMMICH, E. G., Rubber in compression. *Ind. Rubber World* **103** [1940], 45.
- [11] ROELIG, H., Dynamische Bewertung der Dämpfung und Dauerfestigkeit von Vulkanisaten. *Kautschuk* **15** [1939], 7.
- [12] KOSTEN, C. W., Over de elastische eigenschappen van ge vulcaniseerde rubber. Dissertation, Delft 1942.
- [13] KOSTEN, C. W., Berechnung von Federungselementen aus Gummi. *VDI-Z.* **86** [1942], 535.
- [14] ROCARD, Y., Note sur la calcul des propriétés élastiques des supports en caoutchouc adhérent. *J. Phys. Radium* **8** [1937], 197.
- [15] Vgl. hierzu DIN 53 420, Bestimmung der Rohdichte von Schaumstoffen. *Kunststoffe* **47** [1957], 34.
- [16] CAREY, R. H. und ROGERS, E. A., Mechanisches Verhalten von weichen Schaumstoffen. *Modern Plastics* **33** [1956], 139.
- [17] KOSTEN, C. W. und ZWIKKER, C., Qualities of Sponge-Rubber as a material for vibration- and shockdamping. *Physica* **4** [1937], 843.
- [18] BECKER, G. W. und OBERST, H., Über das dynamisch-elastische Verhalten linearer, vernetzter und gefüllter Kunststoffe. *Kolloid.-Z.* **148** [1956], 6.

INTERFEROMETRISCHE SCHALLABSORPTIONSMESSUNG IN KOHLENDIOXYD

von J. SCHREINER

I. Physikalisches Institut der Universität Wien

Zusammenfassung

Es wird eine Meßanordnung zur interferometrischen Bestimmung der Schallabsorption in CO_2 bei einer Frequenz von 287,85 kHz beschrieben. Die Schallabsorption wird aus der Interferometerimpedanz unter Einschluß beliebiger Schaltungsverhältnisse berechnet, wobei sich die experimentell festgestellte Möglichkeit einer Verbesserung des üblichen Meßverfahrens bestätigt.

Im Hinblick auf die Ebenheit des Schallfeldes durchgeführte Messungen zeigen, daß bei Verwendung kurzer Interferometerintervalle die Größe des Strahlers nur geringen Einfluß hat; Messung innerhalb des sogenannten Interferenzfeldes zeigt keine Störung, sondern erweist sich als zweckmäßig.

Der in trockenem CO_2 gemessene Absorptionskoeffizient ergibt sich zu $\mu = 2 \alpha \lambda = 0,0611 \pm 0,0007$ und erweist sich in Übereinstimmung mit der Theorie und den uns als verlässlich erscheinenden Literaturwerten.

Summary

A method of calculating absorption at 287.85 kc/s in CO_2 using the impedance interferometer with any given circuit relationships appears to afford greater precision than the usual methods.

If short interferometer paths are used, it appears that the size of the transducer has small influence on the results. Measurements in the so-called interference field are hardly distorted by the diffraction and can be used for absorption measurements.

In dry CO_2 the measured coefficient $\mu = 2 \alpha \lambda = 0.0611 \pm 0.0007$, in agreement with theory and the published results.

Sommaire

On décrit un dispositif de mesure pour définir par un procédé interférométrique l'absorption acoustique dans le CO_2 pour une fréquence de 287,85 kHz. L'absorption acoustique est calculée d'après l'impédance interférométrique, avec des conditions quelconques de branchement, et par là se confirme une importante possibilité expérimentale d'amélioration des procédés de mesures usuels.

Etant considérée l'uniformité du champ sonore, des mesures entreprises montrent que dans l'emploi de petits intervalles interférométriques la grosseur des raies n'a qu'une influence insignifiante; les mesures à l'intérieur du dit champ d'interférences ne présentent aucune perturbation mais au contraire se montrent très convenables.

Le coefficient d'absorption mesuré dans le CO_2 sec atteint la valeur $\mu = 2 \alpha \lambda = 0,0611 \pm 0,0007$ et se montre conforme à la théorie et aux publications nous paraissant dignes de foi.

Vorbemerkungen

Interferometrische Schallabsorptionsmessungen erwecken folgende Bedenken: Zahlreiche Messungen stimmen untereinander sowie mit der Theorie der Schallabsorption nicht befriedigend überein; die Theorie des Interferometers setzt ein ebenes Schallfeld voraus, das streng nie vorhanden ist, wobei sich die Abweichungen schwer mathematisch erfassen lassen; der Zusammenhang zwischen der Interferometerimpedanz, aus der die Absorption berechnet wird, und der eigentlichen Meßgröße ist oft nicht genau bekannt; der Einfluß der dem System Quarz-Gassäule, das von der Theorie des Interferometers behandelt wird, zugeschalteten elektrischen und mechanischen Größen (Halterung, HF-Generator) be-

darf einer Berücksichtigung in der Theorie des Interferometers. Mit diesen Punkten setzt sich diese Arbeit an Hand von Messungen in trockenem CO_2 auseinander.

Alle gelegentlich beigefügten numerischen Abschätzungen beziehen sich auf die für CO_2 bei 20 °C und 760 Torr gültigen Werte: $v = 276 \text{ ms}^{-1}$; $\lambda = 0,00096 \text{ m}$; $\alpha = 32 \text{ m}^{-1}$; $2 \alpha \lambda = 0,061$. Dabei wird $2 \alpha \lambda$ aus Abschnitt 3.3 vorweggenommen.

1. Die Meßapparatur

Das CO_2 -Gas wurde in einem gegen jeden Luftzutritt schützenden Gasentwickler aus Marmor und Salzsäure hergestellt und durch konzentrierte CuSO_4 -Lösung, H_2SO_4 und P_2O_5 gereinigt und vorgetrock-

net. Endgültig getrocknet wurde im Interferometer selbst durch 48 Stunden über P_2O_5 . Die Füllung des Interferometers erfolgte nach einstündigem Evakuieren auf 10^{-3} Torr und mehrmalige Teilfüllung mit anschließendem Evakuieren auf etwa 1 Torr, um eventuell vorhandene Dampfreste des Pumpenöles zu entfernen. Mittels Thermoelement konnte die Gastemperatur mit einer relativen Genauigkeit von $0,02^\circ C$ ständig kontrolliert werden; sie wurde durch ein Wasserbad von vorher eingeregelter Temperatur stabil gehalten.

Die Mikrometerschraube des Reflektors wurde synchron mit dem Film einer Spannungsregistrieranlage mit stufenweise regelbarer Geschwindigkeit bewegt. Der runde Quarz in X-Schnitt mit vergoldeten Stirnflächen von 4 cm Durchmesser war auf einer Bleiplatte gelagert, seitlich durch drei in halber Höhe angebrachte Spitzen gehalten und durch die in 0,1 mm Abstand starr fixierte möglichst groß gehaltene Deckplatte kapazitiv mit dem HF-Generator gekoppelt. Die strahlende Öffnung von 3,7 cm Durchmesser konnte durch Blenden verkleinert werden. Diese mit größtmöglicher Sorgfalt aufgebaute Halterung erwies sich als stabil und dämpfungsarm.

Der Schwingquarz wurde als Steuerquarz im Gitterkreis eines einstufigen HF-Generators in Huth-Kühn-Schaltung (Pentode RL 12 P 35) mit zusätzlicher induktiver Rückkopplung betrieben. Es sei bemerkt, daß die in einer solchen Schaltung sich einstellende Betriebsfrequenz im allgemeinen von der Resonanzfrequenz des Gitter- und Anodenkreises abweichen muß, um die Selbstschwingbedingung zu erfüllen. Die mit dem Frequenzmesser BC 221 gemessene Betriebsfrequenz betrug $287,85 \text{ kHz} \pm 0,1\%$.

Zur Bestimmung der Schallabsorption wurden die Anodenstromänderungen bei Bewegung des Reflektors in Kompensationsschaltung durch ein Multiflex-Galvanometer mit 2 m langem Lichtzeiger auf Papierfilm von 6 cm Breite registriert. Bild 4 zeigt einen derartigen Meßstreifen. Gleichzeitig wurde die HF-Spannung am Quarz durch ein Röhrenvoltmeter ständig kontrolliert. Das Interferometer erlaubte auch die Ausmessung des Schallfeldes durch einen Platinhitze Draht von 0,01 mm Durchmesser; doch erwies sich dessen Verwendung als wenig vorteilhaft und wird daher im folgenden nicht behandelt.

2. Berechnung des Absorptionskoeffizienten aus der Interferometer-Impedanz

2.1. „Normale“ Betriebsbedingungen am System Quarz-Gassäule

Wir legen die Theorie des Interferometers in deren strenger Durchführung für ein ebenes Schallfeld von F. E. BORGNIS [3] zugrunde: Ist die Quarzplatte in X-Schnitt (Index c , Dicke l , Stirnfläche A ,

Piezokonstante H , Steife q , Dichte ϱ) einseitig durch ein Medium (Index m) belastet, das in der Entfernung x durch einen ebenen Reflektor (Reflexionskoeffizient Γ) begrenzt wird, so kann das Interfero-

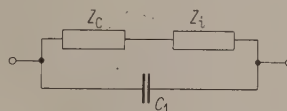


Bild 1. Elektrische Ersatzschaltung des belasteten Quarzes nach BORGNIS [3]. Z_c ist die Impedanz des unbelasteten Quarzes, Z_i jene des Interferometerintervalles, C_1 die rein elektrisch bedingte Quarzkapazität.

meter durch die elektrische Schaltung Bild 1 ersetzt werden und für die dort auftretenden Impedanzen gilt ([3], Gl. (3.19) und (3.23)):

$$Z_i = Z_c + Z_1 = z_0(z_c + z_1) = \dots \quad (1)$$

$$= z_0 \left(z_c + \frac{1}{\frac{2}{m} \frac{1+r}{1-r} - j \cot \frac{\varphi}{2}} \right)$$

mit Q_1 Quarzkapazität, Z_c Impedanz des freien Quarzes, Z_1 Impedanz des Interferometerintervalles,

$$\varphi = (\omega/v_c - j\alpha_c)l = \gamma_c l, \quad (2)$$

v Schallgeschwindigkeit, α Amplitudenabsorptionskoeffizient,

$$z_0 = l^2 \sqrt{q_c \varrho_c / 2 A H^2}, \quad (3)$$

$$r = \Gamma e^{-2jx(\omega/v_m - j\alpha_m)} = R e^{-j\vartheta} \quad (4)$$

$$\text{mit} \quad \vartheta = 4\pi x/\lambda - \Theta, \quad (5)$$

$$\Gamma = |\Gamma| e^{j\Theta} \quad (6)$$

$$\text{und} \quad R = |R| e^{-2\alpha_m x}, \quad (7)$$

$$m = m_0 + j m_1 = \gamma_m q_m / \gamma_c q_c. \quad (8)$$

Die Indizes c und m werden wir weglassen, wo dies keine Zweifel verursachen kann.

Normalerweise werden α_c in Gl. (2) sowie α_m in γ_m bzw. m_1 in Gl. (8) vernachlässigt ($m_0/m_1 = 210$) und der Quarz auf Parallelresonanz betrieben, so daß $l = \lambda_c/2$, $\varphi = \pi$, $\cot(\varphi/2) = 0$ und m sowie die Quarzimpedanz (einschließlich C_1) reell werden; dann gilt

$$z_i = \frac{m}{2} \frac{1-r}{1+r} = \frac{m}{2} z. \quad (9)$$

Die Extrema $|z|_{\max}$ und $|z|_{\min}$ treten streng für $\tan \vartheta = -2\alpha\lambda(1-R^2)/4\pi(1+R^2)$ auf

$$(|\tan \vartheta| < 0,0048; |\cos \vartheta| > 0,999988)$$

und können bei nicht extrem großem $\alpha\lambda$ für $\cos \vartheta = 1$ (min) und $\cos \vartheta = -1$ (max), also $\sin \vartheta = 0$ und demnach reelles z angenommen wer-

den, was einer Annäherung der r -Spirale Gl. (4) durch eine Folge konzentrischer Kreise gleichkommt. Es gilt dann (vgl. [3], Gl. (4.10)):

$$|z|_{\max} = \frac{1+R}{1-R} = F(x), \quad |z|_{\min} = \frac{1-R}{1+R} = f(x). \quad (10)$$

$F(x)$ bzw. $f(x)$ seien die „Ortskurven“ durch die Folgen der Extrema. Wir bilden deren Ordinaten-differenz $D(x)$ an zwei Stellen x_1 und x_2 und daraus den Quotienten

$$\frac{D(x_1)}{D(x_2)} = \frac{F(x_1) - f(x_1)}{F(x_2) - f(x_2)} = \frac{R(x_1)1 - R^2(x_2)}{R(x_2)1 - R^2(x_1)} = \quad (11)$$

$$= \frac{\sinh(2\alpha x_2 - \ln|F|)}{\sinh(2\alpha x_1 - \ln|F|)}.$$

Wegen der eingangs gemachten Annahmen und der vorgenommenen Differenz- und Quotientenbildung gilt Gl. (11) auch für Z_1 .

Wir schreiben Gl. (11) mit Benutzung von Gl. (7) in der Form

$$\frac{D_1}{D_2} = e^{-2\alpha(x_1-x_2)} \frac{1-R_2^2}{1-R_1^2} = \quad (12)$$

$$= e^{-2\alpha(x_1-x_2)} S_{1,2}.$$

Logarithmieren von Gl. (12) ergibt

$$\alpha = \frac{\ln D_1 - \ln D_2}{2(x_2 - x_1)} + \frac{\ln S_{1,2}}{2(x_1 - x_2)} = k_{1,2} + \frac{\ln S_{1,2}}{2(x_1 - x_2)}. \quad (13)$$

Durch Grenzwertbildung für $x_2 \rightarrow x_1 = x$ ergibt sich nach den Regeln über unbestimmte Formen

$$\alpha = k(x) - \frac{2\alpha R^2(x)}{1 - R^2(x)} = k(x) \tanh(2\alpha x - \ln|F|). \quad (14)$$

Für große Werte von $2\alpha x$ strebt $\tanh$ gegen eins und das Diagramm $\ln D(x)$ nähert sich einer Geraden, deren Anstieg $-2k$ die Absorption mißt. Bei ungefähr bekanntem α kann nach Gl. (14) abgeschätzt werden, wie groß dazu x bei vorgegebener Meßgenauigkeit zu wählen ist. (Mit $\ln|F|=0$ erfordert $\tanh 2\alpha x \geq 0,99$ $x \geq 0,043$ m; $x = 0,02$ m ergibt $\tanh 2\alpha x = 0,856$.) Für Luft mit $\alpha \cdot 10^{13}/n^2 = 143 \text{ m}^{-1} \text{ s}^2$ erfordert $\tanh 2\alpha x \geq 0,99$ schon $x \geq 1,11$ m bei unserer Frequenz. Solche Intervalle stehen nie zur Verfügung.

Um mit einem schwach gedämpften Quarz stabilen Betrieb auf Resonanz zu erreichen, ist es nötig, ihn mit einem fremdgesteuerten HF-Generator höchster Frequenzkonstanz anzuregen, was einigen Aufwand erfordert. Nichtsdestoweniger zeigten mit der in Abschnitt 1 beschriebenen Apparatur durchgeführte Messungen, daß die Abweichungen des Diagrammes $\ln D(x)$ vom gewünschten linearen Verlauf auch für kleine x -Werte viel geringer waren als sie es nach Gl. (14) sein sollten oder überhaupt nicht meßbar auftraten. Wir unterziehen daher die Verhältnisse einer allgemeineren Betrachtung.

2.2. Beliebige Betriebsverhältnisse bei konstanter Frequenz

Nach Gl. (4) und (7) durchläuft r bei Verschiebung des Reflektors eine Spirale in der komplexen r -Ebene, die, wie schon erwähnt, für kleine Werte von $\alpha \lambda$ durch eine Folge konzentrischer Kreise ersetzt werden kann. Im Nenner von Z_i in Gl. (1) ist $\cot(\varphi/2)$ gegen $2(1+r)/m(1-r)$ vernachlässigbar, solange die Betriebsfrequenz von der Resonanzfrequenz nicht extrem stark abweicht, was bei nur schwach gedämpftem Quarz unmöglich ist. ($|m| = 3,5 \cdot 10^{-5}$, daher $|2(1+r)/m(1-r)| > 0,5 \cdot 10^5$; bei einer Frequenzabweichung von 1% ist $\cot(\varphi/2) < 2 \cdot 10^{-2}$.) Es gilt daher Gl. (9). Die Impedanz des Interferometers entsteht durch Serienschaltung der elektrischen Ersatzgrößen des Quarzes (enthalten in Z_0) und der Impedanz des Mediums $Z_1 = m z_0 z/2$, denen die Quarzkapazität parallel geschaltet ist. Hinzufügen einer Ankopplungskapazität ergibt eine Schaltung nach Bild 2. Lassen wir weiter zu, daß dem Interferometer beliebige komplexe Widerstände vor- oder parallelgeschaltet seien, so ändert sich Bild 2 nicht, wenn wir uns diese in A ,

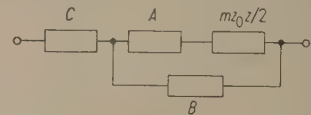


Bild 2. Elektrische Ersatzschaltung des Interferometers unter Einschluß aller dem Quarz zugeschalteten Elemente. $z_0 m/2$ ist die Impedanz des Interferometerintervalles; in den Größen A, B, C sind die elektrischen Ersatzgrößen des Quarzes sowie beliebiger zugeschalteter mechanischer oder elektrischer Schaltelemente enthalten.

B, C eingeschlossen denken, so daß jetzt jede dieser Größen die frequenzabhängige Impedanz einer beliebigen Kombination von Widerständen darstellen möge. Für jede konstante Frequenz repräsentiert die Impedanz w dieser Schaltung (ebenso wie Z_1 nach Gl. (1)) eine lineare Transformation von r , sofern A, B, C keine nichtlinearen Glieder enthalten:

$$w = \frac{AB + AC + BC - (B + C)m z_0/2}{A + B - m z_0/2} \times \quad (15)$$

$$\times \frac{AB + AC + BC + (B + C)m z_0/2 + r}{AB + AC + BC - (B + C)m z_0/2} = a \frac{b + r}{c + r}.$$

Die Determinante der Transformationsmatrix ist $D = m z_0 B^2$ und sei ungleich null (ansonsten „Kurzschluß“).

Die Schar der konzentrischen Kreise, $r\bar{r} - R^2 = 0$, in der r -Ebene geht durch Anwendung der zu Gl. (15) inversen Transformation wegen der Kreis-

treue linearer Abbildungen über in die Schar der w -Kreise:

$$\frac{ab - cw}{-a + w} \left(\frac{ab - cw}{-a + w} \right) - R^2 = 0. \quad (16)$$

Bringt man Gl. (16) auf die Form $ew\bar{w} + fw + \bar{f}\bar{w} + g = 0$ (e, g reell), so ergibt sich für den Ort der Mittelpunkte die Gerade

$$p(R) = -\frac{\bar{f}}{e} = \frac{ab\bar{c} - aR^2}{c\bar{c} - R^2}. \quad (17)$$

Das r -Original p' der Bildgeraden p ist eine Gerade durch den Ursprung, denn nur diese schneidet alle r -Kreise normal, wie es wegen der Winkeltreue der Abbildung sein muß. Bild 3 zeigt die Verhältnisse schematisch.

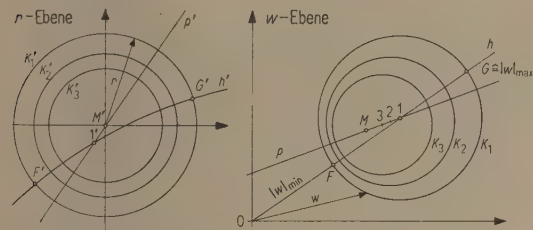


Bild 3. Die Impedanz w der Schaltung Bild 2 stellt eine lineare Transformation von r gemäß Gl. (15) dar, deren wichtigste Eigenschaften dieses Bild schematisch darstellt (siehe Text).

Für die Radien $d/2$ der w -Kreise gilt nach kurzer Rechnung

$$d/2 = \sqrt{ff/e^2 - g/e} = |b - c| |a| R / (c\bar{c} - R^2) = |D| R / (c\bar{c} - R^2). \quad (18)$$

Analog zu den Gl. (12), (13) und (14) ergibt sich (d entspricht $D(x)$)

$$\frac{d_1}{d_2} = e^{2\alpha(x_2 - x_1)} \frac{c\bar{c} - R_2^2}{c\bar{c} - R_1^2}, \quad (19)$$

$$\alpha = \frac{\ln d_1 - \ln d_2}{2(x_2 - x_1)} = \frac{\ln \frac{c\bar{c} - R_2^2}{c\bar{c} - R_1^2}}{2(x_2 - x_1)} = \quad (20)$$

$$= k(x) \frac{c\bar{c} - R^2}{c\bar{c} + R^2} = k(x) \tanh(2\alpha x + \ln|c| - \ln|I|).$$

Für $|c| = 1$ geht Gl. (20) in Gl. (14) über. Da in die Größen A, B, C Kapazität und Dämpfung der Quarzhalterung, aber auch Elemente des HF-Generators, wie insbesondere dessen Innenwiderstand, einbezogen werden können, wird Gl. (20) allen Schaltungsverhältnissen gerecht.

2.3. Ein vorteilhaftes Meßverfahren

Wir wählen $|c|$ so groß, daß entsprechend der erwarteten Meßgenauigkeit und der Größe von $2\alpha x$ ($\ln|I|$ ist in Gasen wohl stets vernachlässigbar, aber negativ) der $\tanh$ in Gl. (20) durch eins er-

setzt werden kann, so daß $\alpha = k(x)$ und $\ln d(x)$ linear wird. Es müssen nun die Differenzen zwischen den Extremwerten von $|w|$ bei Bewegung des Reflektors relativ gemessen werden. Nach Bild 3 bedeutet dies den Schnitt jedes w -Kreises mit je einer Geraden h durch $w = 0$ und den Kreismittelpunkt. Die Schnittpunkte F, G markieren die Extrema von $|w|$ und ihre Differenzen sind die Durchmesser d_i . Die Extremwerte folgen dann und nur dann für durchwegs gleiche Reflektorverschiebungen von der Größe $\lambda/4$ aufeinander (wie das auch bei den unter den im Abschnitt 2.1 genannten Bedingungen der Fall ist), wenn die Gerade $p(R)$ durch $w = 0$ geht, so daß alle Geraden h in ihr zusammenfallen und als gemeinsames Original eine Gerade durch $r = 0$ haben, welche alle r -Kreise halbiert. Jede andere Schnittgerade h hat ein r -Original h' , das nicht durch $r = 0$ geht, wohl aber den betreffenden r -Kreis normal schneidet: Dies ist ein Kreis h' , der den betrachteten r -Kreis in zwei ungleiche Teile zerlegt. Der x -Abstand zwischen einem Maximum und dem nächstfolgenden Minimum wird dadurch ungleich dem Abstand zwischen diesem Minimum und dem nächstfolgenden Maximum.

Es seien folgende Vorteile vermerkt:

1. Es sind nur Relativmessungen von Differenzen nötig.
2. Genaue Abstimmung auf Resonanz ist nicht erforderlich; der Quarz kann als Steuerquarz in einfachster Schaltung des HF-Generators betrieben werden.
3. Das Interferometerintervall kann klein gewählt werden; dies liegt im Interesse geringer Instrumentabmessungen, sauberer Gasbehandlung (speziell Trocknung), geringer Schallintensitäten, eines möglichst ebenen Schallfeldes und einer vollen Ausnutzung des zur Verfügung stehenden Interferometerintervalles (vgl. Abschnitt 3.4).
4. Die Auswertung der Messungen liefert ein lineares Diagramm, das eine leichte Kontrolle und Auswertung der Messungen gestattet. Es kontrolliert zudem, ob $(2\alpha x + \ln|c|)$ genügend groß war.

Es ist noch zu untersuchen, ob überhaupt und wie $|c|$ variiert werden kann. Nach Gl. (15) ist

$$c = \frac{A + B + z_0 m/2}{A + B - z_0 m/2}. \quad (21)$$

Nötig und hinreichend für $|c| \geq 1$ ist ein Winkel $\varepsilon \geq \pi/2$ zwischen $m z_0/2$ und $(A + B)$. Nun ist $m z_0/2$ fast reell und $(A + B)$ kann als Impedanz keinen negativen Realteil haben. Obige Bedingung ist daher immer erfüllt, solange $(A + B)$ nicht fast rein kapazitiv ist. Durch Änderung der Frequenz kann $(A + B)$ variiert werden, wobei durch Annäherung an $m z_0/2$ die Größe $|c|$ steigt. Große

Werte von $|c|$ sind dabei nur erreichbar, wenn die in $(A+B)$ enthaltenen Verlustwiderstände der Größe $mz_0/2$ naheliegen. Bei Messungen in Gasen ist dies nur mit einer dämpfungsarm aufgebauten Halterung erreichbar. Enthält $(A+B)$ nur eine gegen $mz_0/2$ verschwindend kleine reelle Komponente (Messung in Flüssigkeiten, so daß $|m|$ groß ist, oder Messung in Gasen bei ausschließlicher Berücksichtigung der Dämpfung im Quarz selbst, also ohne Halterung), so sind Zähler und Nenner in Gl. (21) stets fast symmetrisch zur imaginären Achse und $|c|=1$ bei jeder Frequenz; Gl. (20) geht dann in Gl. (14) über. Dies läßt sich auch im Anschluß an die Arbeit von BORGNIS [3] zeigen, indem man etwa dessen Gl. (1.42) auf die Form der Transformation Gl. (15) bringt: Es ergibt sich dann $\dot{c} = (1 - j m \cot \varphi) / (1 + j m \cot \varphi)$, wo wegen des fast reellen m und φ Zähler und Nenner konjugiert komplex sind und $|c|=1$ unempfindlich gegen Verstimmung sowie im Resonanzfalle ($\varphi = \pi$) $c = -1$ folgt.

Die auf $\ln d(x)$ ausgeübte linearisierende Wirkung eines großen $|c|$ kann auch so plausibel gemacht werden: Im Nenner von Gl. (15) wird der Einfluß von r geschwächt, die Transformation strebt einer Ähnlichkeit zu. Die Durchmesser der r -Kreise aber nehmen mit x genau exponentiell ab. Die Wirkung ist dieselbe wie von großem $2\alpha x$: Dieses beschränkt r auf eine kleine Umgebung von $r=0$; in kleinen Bereichen aber ist jede konforme Abbildung ähnlich.

Zur Realisierung der Messung wäre möglichst eine mit $|w|$ linear zusammenhängende Größe zu messen. Am einfachsten und meist wohl auch genauer als die Messung von HF-Größen ist die Messung des Anodenstromes im HF-Generator. Sicher ist der lineare Zusammenhang hier über einen großen w -Bereich nicht erfüllt. Da aber nur Differenzen zu messen sind, können diese differentiell klein gehalten werden, wodurch Linearität mit jeder gewünschten Genauigkeit erreicht werden kann. Um diesbezügliche Nichtlinearitäten sicher auszuschalten wurden die Anodenstromänderungen δI in der Größe von $I/100$ gehalten.

3. Experimentelle Untersuchungen

3.1. Zum Meßverfahren

Es wurden Messungen an Hand derselben Gasprobe mit verschiedener Abstimmung des HF-Generators durchgeführt. Bei Verstimmung über die Parallelresonanzfrequenz hinaus (die auftretenden Frequenzänderungen sind außerordentlich klein), wodurch die Anodenstromänderungen entsprechend klein werden, erwies sich $k(x)$ als konstant. Bild 4 zeigt eine derartige Messung im Intervall

$$x_1 = 1,999 \text{ cm} \leq x \leq 4,308 \text{ cm} = x_2.$$

Die Werte $\ln \delta I(x)$ sind in Bild 5 mit der Ausgleichsgeraden a eingetragen. Im Rahmen der durch die Strichdicke der Registrierung gegebenen Meßgenauigkeit von 0,1 mm zeigten sich keine Abweichungen vom linearen Verlauf, so daß sowohl $|c|$ als genügend groß als auch δI zu $\delta|w|$ proportional erachtet werden muß. Kurve b in Bild 5 zeigt zum Vergleich den Verlauf $\ln D(x)$, wie er sich durch Integration von Gl. (14), also mit $|c|=1$, ergibt, wobei der aus der Geraden a ermittelte Wert

$$\mu = 2\alpha\lambda = 2k(x)\lambda = 0,0624$$

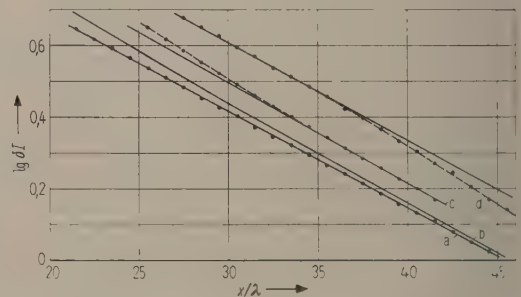


Bild 5. Auswertung verschiedener Absorptionsmessungen. Gerade a aus der Messung Bild 4 zeigt den wünschenswerten linearen Verlauf von $\ln d(x)$ trotz kleiner Werte von $2\alpha x$; Kurve b zeigt zum Vergleich den nach Gl. (14) berechneten Verlauf, wie ihn auch die Meßkurve c aufweist. Die Meßkurve d wurde bei verringertem Durchmesser des Schallstrahlers aufgenommen und weicht nach Überschreiten des „Interferenzfeldes“ vom linearen Verlauf ab.

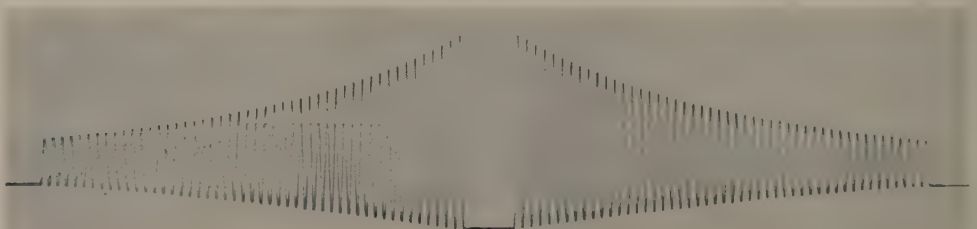


Bild 4. Registrierstreifen einer Absorptionsmessung. Das Diagramm zeigt den Anodenstromverlauf des HF-Generators für Hin- und Rücklauf des Reflektors. Die Auswertung der Messung ist in Bild 5 als Gerade a enthalten.

verwendet und $\ln |I'| = 0$ gesetzt wurde. Kurve c in Bild 5 zeigt eine Messung mit relativ großen Anodenstromschwankungen ($\delta I \leq 8,6\%$ von I). Sie weicht im Sinne von Kurve b vom linearen Verlauf ab, was auf zu kleinen Wert von $|c|$ oder mangelnde Proportionalität zwischen δI und $\delta |w|$ hinweist.

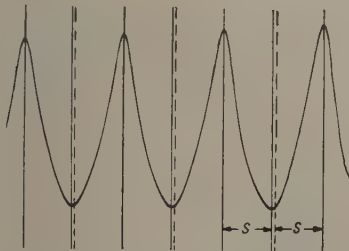


Bild 6. Ungleiche Abstände der Extrema von $|w|$ (vgl. Bild 3).

Bild 6 zeigt eine Messung mit gedehnter x -Achse bei kleinen x -Werten, in der die im Abschnitt 2.3 erwähnte Möglichkeit ungleicher Extremwertabstände erkennbar ist: Die Mitte zweier Maxima liegt jeweils zwischen der vollen Geraden durch das Minimum und der gestrichelten Geraden.

3.2. Zum Meßfehler bei unveränderter Gasprobe

Um den apparativen Fehler durch Meßanordnung und Auswertung zu charakterisieren, wurden vier Messungen an Hand derselben Gasprobe trockenen Kohlendioxyds bei $19,5^\circ\text{C}$ und 760 Torr im Intervall $3,00\text{ cm} \leq x \leq 4,80\text{ cm}$ (Hin- und Rücklauf) ausgeführt. Für μ ergaben sich die Werte: 0,06194; 0,06210; 0,06191; 0,06223 mit dem Mittelwert 0,06205 und einem mittleren Fehler von 0,000075. Durch Fehlerrechnung nach einer Einzelmessung ergab sich ein mittlerer Fehler von 0,000067. Dieser Fehler ist zu einem großen Teil durch die Strichdicke der Registrierung bedingt und ließe sich noch weiter herabdrücken.

3.3. Zur Reproduzierbarkeit der Gasproben

Da die Reproduzierbarkeit der Messungen nach Abschnitt 3.3 sehr gut ist und geringste Verunreinigungen des Gases, vor allem mit Wasserdampf, sich in einer starken Erhöhung der Absorption auswirken, ist umgekehrt die gemessene Absorption ein empfindliches Maß zumindestens für die Gleichmäßigkeit der Gasproben. Messungen in verschiedenen Gasproben ergaben für μ die Werte: 0,06194; 0,06007; 0,06250; 0,05982 mit dem Mittelwert 0,06108 und einem mittleren Fehler von 0,00067, entsprechend etwa 1%. Kleine Druckunterschiede wurden auf 760 Torr korrigiert. Die Temperaturen lagen zwischen $19,5^\circ\text{C}$ und 20°C . Längere Trocknung zeigte keinen Effekt.

3.4. Zur Ebenheit des Schallfeldes

Die Schalldruckamplitude vor der in unendlich ausgedehnter starrer Wand schwingenden Kolbenmembran vom Radius a ist für Punkte auf der Achse von der Form

$$p(x, 0) = \text{const} \cdot \sin \frac{\pi}{\lambda} (\sqrt{a^2 + x^2} - x). \tag{22}$$

Ihr letztes Maximum liegt in der Entfernung

$$x_0 = \frac{a^2}{\lambda} - \frac{\lambda}{4} = x_g - \frac{\lambda}{4}, \tag{23}$$

wonach p beständig fällt. Der Bereich $0 < x \leq x_0$ wird gewöhnlich als „Interferenzfeld“ bezeichnet. Außerhalb der Achse ist p in geschlossener Form nicht streng berechenbar; die diesbezüglichen Reihenentwicklungen enthalten als maßgebenden Parameter stets das Verhältnis a/λ , welches neben der Entfernung x daher geeignet erscheint, die Ebenheit des Schallfeldes zu charakterisieren. Es wurde daher der Radius des Strahlers bei sonst möglichst gleichen Verhältnissen durch Einsetzen von Blenden variiert. Der Reflektorhalbmesser betrug durchwegs 4 cm. Es ergaben sich die Meßwerte der Tabelle I.

Tabelle I

Nr.	a	a/λ	T °C	x_g	$2\lambda k$
	cm			cm	
1	1,85	19,2	19,8	35,5	0,06089
2	1,25	13,0	19,7	16,2	0,06140
3	0,50	5,2	19,9	2,6	0,06325 (min)

Es war $x \geq x_1 = 2,549\text{ cm}$. Da zwischen den Messungen die Blenden gewechselt werden mußten, stammen sie von verschiedenen Gasproben. Die Messungen 1 und 2 lassen daher nach Abschnitt 3.3 keine Aussage zu. Die Meßpunkte im logarithmischen Diagramm lagen bei diesen linear. Die Auswertung von Messung 3 ist in Bild 5 als Kurve d eingetragen. Für niedere x -Werte ergibt sich der in die Tabelle I eingetragene kleinste Wert von $2\lambda k$. Dort ist auch das Diagramm noch ziemlich gerade, weicht aber mit wachsendem x im Sinne einer Vergrößerung von k ab. Bei keiner der Messungen zeigten sich periodische Schwankungen, wie sie nach Gl. (22) etwa zu vermuten wären. Vergleicht man Meßbereich und Interferenzfeld nach Gl. (23), so ergibt sich kein Grund außerhalb des Interferenzfeldes zu messen, sondern es muß vielmehr das Gegenteil gefordert werden.

4. Vergleich der Meßergebnisse mit Theorie und Literatur

Die Theorie der durch Transportvorgänge verursachten Schallabsorption liefert für unsere Frequenz den Beitrag $\mu_T = 2 \alpha_T \lambda = 0,0021$.

Berücksichtigung der in CO_2 auftretenden Relaxationsverluste ergibt den Ausdruck ([1], Gl. (4) nach einfacher Umformung und Einsetzen der dort angegebenen Zahlenwerte):

$$\mu_R = \frac{2\pi R_M(C_0 - C_\infty)\tau\omega}{\omega^2\tau^2 C_\infty(C_\infty + R_M) + C_0(C_0 + R_M)} = \quad (24)$$

$$= \frac{2\pi \cdot 1,9867 \cdot 1,869 \tau \omega}{\omega^2\tau^2 \cdot 4,993 \cdot 6,9797 + 6,862 \cdot 8,8487}$$

mit einem Maximum für

$$\omega_{\max}^2 = \frac{C_0(C_0 + R_M)}{\tau^2 C_\infty(C_\infty + R_M)}. \quad (25)$$

Nach Messung von $\omega_{\max}$ ergibt sich aus Gl. (25) die Größe τ , worauf mittels Gl. (24) μ_R für jede Frequenz berechnet werden kann.

Nach R. T. BAYER [2] wäre noch eine Korrektur der Absorption anzubringen, die berücksichtigt, daß es sich hier um ein van der Waalssches Gas handelt. Sie würde aber nur eine Erhöhung von μ um weniger als 0,2% bewirken.

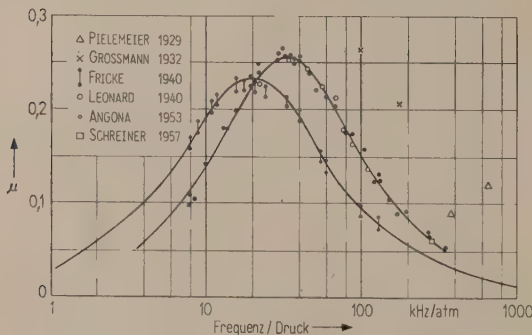


Bild 7. Absorptionsmeßwerte in CO_2 nach verschiedenen Autoren.

In Bild 7 sind drei Meßreihen nach ANGONA [1], FRICKE [6] und LEONARD [8] mit zwei aus $n_{\max}$ berechneten Kurven eingetragen. Gleichartige Messungen nach R. H. FRICK [5] waren hier nicht erreichbar, stimmen aber nach Angabe von ANGONA [1] gut mit dessen eigenen Messungen überein. Eine nicht eingetragene Messung nach DOUGLAS SHIELDS [4] stimmt mit denen von ANGONA und LEONARD ziemlich überein. Zwei ältere Messungen nach GROSSMANN [7] und PIELEMEIER [9] sind beigelegt. Außer PIELEMEIER haben alle Autoren nicht interferometrisch gemessen. Die Messungen von FRICKE weichen von den anderen beträchtlich ab. Doch hat FRICK in einem mit N_2 verunreinigten Gas gemessen und auf reines CO_2 extrapoliert.

Für $n_{\max}$ werden folgende Werte angegeben: Von ANGONA 33 kHz, 35 kHz, 37 kHz; von LEONARD 35 bis 40 kHz; von DOUGLAS SHIELDS schätzungsweise 33 kHz. Mit $n_{\max} = 34$ kHz ergibt sich beste Über-

einstimmung mit unseren Messungen: Nach Gl. (25) und (24) ergibt sich nämlich $\mu_R = 0,05908$ und nach Addition von μ_T der Wert $\mu = 0,06118$. Nach Abschnitt 3.3 ergeben unsere Messungen den Wert $\mu = 0,0611 \pm 0,0007$. Dieser Wert ist mit quadratischer Bezeichnung in Bild 7 eingetragen. Da die höheren Werte von $n_{\max}$ wahrscheinlich durch Verunreinigung des Gases bedingt sind, müssen wir den niederen Werten ein größeres Gewicht beimessen und die Übereinstimmung mit ihnen kann daher als befriedigend angesehen werden. Wir sehen daher keinen Grund an der Verlässlichkeit des Interferometers unter Verwendung der hier beschriebenen Meßmethode zu zweifeln.

Durchsicht der Literatur zeigt, daß stark differierende Absorptionsmeßwerte in CO_2 mit größter Wahrscheinlichkeit auf die Verwendung verschiedener Gasproben zurückzuführen sind.

Schlußbemerkungen

Die verwendeten Meßwerte sind größtenteils der nicht publizierten Arbeit [10] entnommen, die im Auftrage von Frau Prof. Dr. F. SEIDL vom Autor durchgeführt wurde. Ich danke Frau Prof. Dr. F. SEIDL für ihre Förderung der experimentellen Arbeit und ihr Interesse an der weiteren Entwicklung dieser Abhandlung. Die optischen Werke Reichert, Wien, waren in selbstloser Weise bei der Herstellung einiger Interferometer Teile behilflich.

(Eingegangen am 2. Dezember 1958.)

Schrifttum

- [1] ANGONA, F. A., The absorption of sound in gas mixtures. J. acoust. Soc. Amer. **25** [1953], 1116–1123.
- [2] BAYER, R. T., Acoustic relaxation in a van der Waals gas. J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 714–715.
- [3] BORGNIS, F. E., Theory of the acoustic interferometer for plane waves. Acustica **7** [1957], 151–174.
- [4] DOUGLAS SHIELDS, F., Thermal relaxation in CO_2 as a function of temperature. J. acoust. Soc. Amer. **29** [1957], 450–454.
- [5] FRICK, R. H., Absorption and dispersion of sound in gases. University of California, Los Angeles 1940.
- [6] FRICKE, E. F., Absorption of sound in five triatomic gases. J. acoust. Soc. Amer. **12** [1940], 245–254.
- [7] GROSSMANN, E., Schallabsorptionsmessungen in Gasen bei hohen Frequenzen. Ann. Phys., Lpz. **13** [1932], 681–702.
- [8] LEONARD, R. W., The absorption of sound in CO_2 . J. acoust. Soc. Amer. **12** [1940], 241–244.
- [9] PIELEMEIER, W. H., The Pierce acoustic interferometer as an instrument for the determination of velocity and absorption. Phys. Rev. (2) **34** [1929], 1184.
- [10] SCHREINER, J., Interferometrische Absorptionsmessung in CO_2 . Dissertation Universität Wien 1957.

DIE RAUMAKUSTIK DER KIRCHEN VERSCHIEDENER BAUSTILEPOCHEN

von G. VENZKE, Braunschweig

Zusammenfassung

Die raumakustischen Verhältnisse in einigen für ihre Stil- und Zeitepochen typischen Kirchen werden einander gegenübergestellt und die Frequenzabhängigkeiten ihrer Nachhallzeit diskutiert.

Summary

The acoustical properties of certain churches, selected in regard to style and date as typical of their epochs, are compared and the frequency dependence of their reverberation times discussed.

Sommaire

On compare les caractéristiques acoustiques de quelques églises typiques aux points de vue style et époque, et on étudie l'influence de la fréquence sur le temps de réverbération.

Einleitung

In der akustischen Fachliteratur finden sich vereinzelt Angaben über die raumakustischen Verhältnisse in Kirchen bestimmter Baustilepochen [1]. FURRER führt auch ein Beispiel für die Nachhallgestaltung moderner Kirchen an. EISENBERG hat u. a. die Nachhallkurven mehrerer Braunschweiger Kirchen gemessen sowie Silbenverständlichkeits-Messungen in ihnen durchgeführt [2], [3].

1. Die Nachhallverhältnisse in älteren und neueren Kirchen

In der Tabelle sind die Nachhalleigenschaften, Abmessungen und Bauweisen einer Reihe von Kirchen zusammengestellt, und zwar getrennt nach Stilepochen.

Die Bilder 1 bis 3 zeigen die Abhängigkeiten der Nachhallzeit von der Frequenz für die unbesetzten Kirchenräume¹.

Aus der Gegenüberstellung von Bauweise und Nachhallverlauf lassen sich, wenigstens qualitativ, die akustischen Auswirkungen der Bauweise erkennen. Wesentlich ist einmal, ob z. B. Holz in nennenswerter Menge bei der Konstruktion oder der Ausstattung des Kirchenschiffes verwandt wurde, sei es als Holzdecke oder als besonders holzreiches Gestühl. In allen diesen Fällen zeigt sich, daß durch die Schallabsorption der Holzflächen, die sich vornehmlich im Gebiet tiefer Frequenzen auswirkt, die Nachhallzeit im mittleren Tonbereich ein Maximum aufweist oder aber zumindest von der Mitte aus

nach tieferen Frequenzen nicht mehr ansteigt. In Kirchen dagegen, bei denen nur wenig Holz in der Baukonstruktion oder der Ausstattung verwandt wurde, liegt das Maximum der Nachhallzeit stets im unteren Frequenzbereich, meist im Gebiet von 100 bis 300 Hz. Zweitens ergibt sich aus den Nachhallzeiten, daß sich die im leeren Raum vorhandene Schallschluckung zu der des vollbesetzten bei den in der Tabelle mitgeteilten Frequenzen teilweise wie 1 : 2 verhält. Daraus ersieht man, wie stark bei der Ausstattung der Kirchen mit nur wenig schallabsorbierendem Gestühl die Halligkeit vom Grad der Besetzung abhängt.

Ferner ist aus den Zusammenstellungen der Nachhallkurven zu entnehmen, daß in jeder Stilepoche die Nachhallzeiten in weiten Grenzen variieren. Dabei besteht kaum ein erkennbarer Zusammenhang zwischen Nachhallzeit und Rauminhalt, und zwar gilt das für alle Stilepochen. Bauweise und Ausstattung sind vielmehr von entscheidender Bedeutung.

Unter den Kirchen der romanisch-gotischen Bauepoche fällt die St. Lamberti-Kirche in Hildesheim durch eine besonders lange Nachhallzeit heraus. Sie ist nach starker Beschädigung im Kriege wiederhergestellt worden und entbehrt jeglicher nennenswerter schallschluckender Einbauten oder Bauteile, von schwachen Tiefenschluckern unterhalb 200 Hz abgesehen. Die Sprachverständlichkeit ist natürlich bei solchen Nachhallzeiten auch bei mäßig besetztem Raum stark beeinträchtigt. Das gleiche gilt für die Kirchen der Tabellen-Nummern 1, 2 und 5. Raumakustisch besonders ungünstig wirkt sich bei den letzten drei Kirchen die Tatsache aus, daß die Nachhallzeit nach den tiefen Frequenzen hin immer weiter ansteigt. Ist nun der Kirchenraum mit Personen besetzt, so werden hierdurch die Frequenzen besonders oberhalb 300 Hz zusätzlich gedämpft, wodurch der für die Sprachverständlichkeit ungünstige An-

¹ Die Nachhallmessungen wurden mit Ausnahme der Ziffern 2 und 14 bis 16 von W. LOTTERMOSER ausgeführt, dem der Verfasser an dieser Stelle für die Überlassung der Ergebnisse seinen Dank sagen möchte. Die Nachhallzeiten der Ziffern 14 und teilweise 2 wurden der Dissertation von A. EISENBERG entnommen, die restlichen Werte sind Ergebnisse des Verfassers.

Tabelle I.

Nr.	Name, Ort	Baujahr Bauepoche	Raum- inhalt (m³)	Nachhallzeit (s)					Raum- oder Grundrißform	Decken- gestaltung
				leer		besetzt				
				250 Hz	1000 Hz	250 Hz	1000 Hz	Per- sonen- zahl		
I. Romanisch-gotische Kirchen										
1	St. Marien Lübeck	gotisch	100000	8,2	5,5	—	—	—	dreischiffig, mit Seiten- kapellen	Kreuzgewölbe
2	Dom St. Blasii Braunschweig	romanisch- gotisch	16000	6,5 7,6	5,7 6,1	3,2	2,35* —**	1100	fünfschiffig	„
3	St. Jakobi Lübeck	gotisch	15000	4,0	3,8	—	—	—	dreischiffig, Holzempore, reichhaltiges Gestühl mit Trennwänden	„
4	Münster Alpirsbach	romanisch	13500	6,1	5,4	—	—	—	dreischiffig	Holzdecke
5	Katharinen- Kirche Braunschweig	frühgotisch	13000	7,6	5,8	—	—	—	dreischiffig	Kreuzgewölbe
6	St. Nikolai Flensburg	gotisch	12000	4,7	4,2	2,8	2,8	400	dreischiffig, reichhaltiges Gestühl	„
7	St. Lamberti Hildesheim	„	10000	9,9	8,4	—	—	—	dreischiffig	„
II. Kirchen der Renaissance und des Barock										
8	Münster Weingarten	Barock	44000	8,7	6,7	6,6	5,5	1200	Rechteck, durch Seitenkapellen stark auf- gegliedert	zahlreiche Kuppelräume
9	Abteikirche Rot a. d. Rot	„	30000	5,9	5,3	—	—	—	„	„
10	Abteikirche Ebersmünster/ Elsaß	„	18000	4,6	3,9	—	—	—	„	„
11	Abteikirche Ettal	„	15000 (Haupt- raum)	4,5	7,1	—	—	—	Zwölfeck	hochliegende Kuppel
12	Abteikirche Obermarchtal	„	14500	2,9	2,8	—	—	—	Rechteck, durch Seitenkapellen stark auf- gegliedert	zahlreiche Kuppelräume
13	San Stefano Pisa	Renaissance	10000	5,5	5,0	—	—	—	Quader	kassettierte Holzdecke
III. Moderne Kirchen										
14	Paulikirche Braunschweig	neugotisch	7750	6,1	5,1	2,2	1,65	1000	Kreuzform, Seitenemporen	Kreuzgewölbe
15	Dreifaltigkeits- Kirche Hamb.-Hamm	1957	7000	3,4	3,8	2,6	2,4	470	elliptisch, große Orgel- empore	Holzdecke, Lochziegel- resonatoren
16	Emmauskirche Hamburg- Wilhelmsburg	1955	4600	3,4	3,6	—	—	—	Hauptraum quadratisch, große Orgel- empore	Holzausklei- dung an Dach- unterseite
17	Heilig-Geist- Kirche Braunschweig	1952	2500	2,5	2,5	—	—	—	Quader mit Apsis und einem Seiten- schiff	Decke aus un- verputzten Holzwolleleicht- bauplatten

* Messung A. EISENBERG 1944.

** Messung G. VENZKE 1953.

stieg der Nachhallzeit zu tiefen Frequenzen hin noch weiter verstärkt wird.

Die Abteikirche Alpirsbach weist auf Grund ihrer Ausstattung, insbesondere der Holzdecke, einmal niedrigere Nachhallzeiten auf als die bisher genannten Kirchen, zum andern ist der Frequenzverlauf

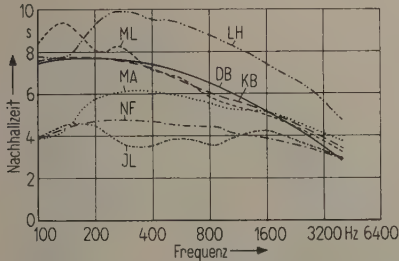


Bild 1. Frequenzabhängigkeit der Nachhallzeit von romanisch-gotischen Kirchen in unbesetztem Zustand;
DB Dom Braunschweig,
ML St. Marien Lübeck,
JL St. Jakobi Lübeck,
LH St. Lamberti Hildesheim,
KB Katharinenkirche Braunschweig,
NF St. Nikolai Flensburg,
MA Münster Alpirsbach.

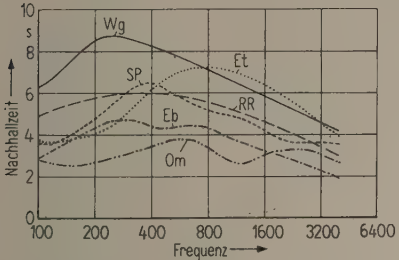


Bild 2. Wie Bild 1, Kirchen des Barock und der Renaissance;
EB Abteikirche Ebersmünster,
Om Abteikirche Obermarchtal,
SP San Stefano Pisa,
Wg Münster Weingarten,
RR Abteikirche Rot a. d. Rot,
Et Abteikirche Ettal,

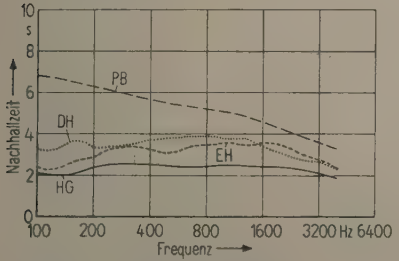


Bild 3. Wie Bild 1, moderne Kirchen;
PB Paulikirche Braunschweig,
EH Emmauskirche Hamburg-Wilhelmsburg,
DH Dreifaltigkeits-Kirche Hamburg-Hamm,
HG Heilig-Geist-Kirche Braunschweig.

günstiger. Noch ausgeglichener ist dieser bei den Kirchen St. Jakobi in Lübeck und St. Nikolai in Flensburg. Dies ist der günstigen Wirkung des reich ausgestatteten Holzgestühls zuzuschreiben. So besitzt z. B. St. Jakobi zahlreiche hölzerne Trennwände zwischen einzelnen Gestühlgruppen, außerdem eine größere hölzerne Empore. Die Kirche gilt als akustisch gut.

Für die Barockkirchen ist ein mehr oder weniger stark ausgeprägtes Maximum der Nachhallzeit im mittleren Frequenzbereich charakteristisch. Die darin zum Ausdruck kommende Absorption besonders der tieferen Frequenzen ist teilweise durch das Gestühl verursacht, aber auch durch die sonstigen zahlreichen, meist hölzernen Einbauten wie Nebenaltäre, Beichtstühle, Bildwerke und dergleichen. Die Schallabsorption solchen Inventars ist offenbar in einigen Fällen in verschiedenen Tonbereichen ziemlich selektiv, so daß sich auch zweite Nachhallmaxima herausbilden (vgl. Tabellen-Nr. 12). Im einzelnen dürfte es bei historischen Kirchen außerordentlich schwierig sein, die Einzelheiten des Frequenzverlaufs mit der Schallabsorption bestimmter Einrichtungsgegenstände in Zusammenhang zu bringen. Es sei noch erwähnt, daß die zahlreichen Kuppeln im Innern der Barockkirchen meist aus Mauerwerk bestehen.

Abgesehen von der St. Pauli-Kirche in Braunschweig, deren Nachhall bei schwacher Besetzung sehr störend wirkt und einen ungünstigen Frequenzgang aufweist, sind die Kirchenbauten dieses Jahrhunderts – in der Tabelle als Beispiele drei Kirchen-Neu- oder Wiederaufbauten der letzten Jahre – durch verhältnismäßig kurze Nachhallzeiten und ausgeglichenen Frequenzgang gekennzeichnet. Dies ist

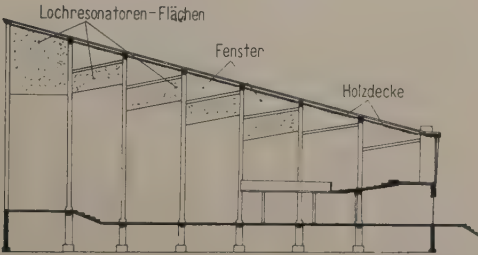
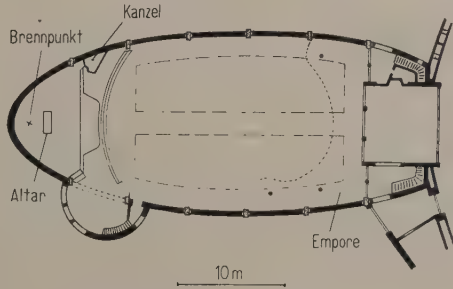


Bild 4. Grundriß und Längsschnitt der Dreifaltigkeits-Kirche Hamburg-Hamm.

bei der Dreifaltigkeitskirche auf die Holzdecke und auf zusätzlich eingebrachte künstliche Schallschluckflächen — 160 m² Lochziegel-Resonatoren, auf etwa 350 Hz abgestimmt, unterhalb der Fenster und im oberen Teil der Apsis — zurückzuführen (Bild 4). Die Kirche hat bei Besetzung mit 470 Personen zwischen 200 und 2000 Hz eine Nachhallzeit von $2,5 \pm 0,1$ s. Bei voller Besetzung (750 Personen) würde diese auf knapp 2 s sinken. Ebenso ist die Heilig-Geist-Kirche mit einer schallschluckenden Decke aus Holzwohle-Leichtbauplatten versehen. Bei der Emmaus-Kirche ist die Holzverkleidung der Dachunterseite im Sinne einer günstigen Nachhallgestaltung wirksam.

2. Optimale Nachhallzeit für Kirchen, Einfluß von Raumform und Diffusität

Für Konzertsäle, Kinos, Theater und dergleichen haben sich, größtenteils aus der Erfahrung heraus, gewisse optimale Nachhallzeiten im Laufe der Zeit herauskristallisiert. Auch sind Untersuchungen zur Ermittlung der günstigsten Nachhallzeit z. B. für Konzertsäle durchgeführt worden [4].

Nach Erfahrungen des Verfassers stellt für Kirchen eine Nachhallzeit von etwa 2 s zwischen 300 und 2000 Hz für den vollbesetzten Raum einen noch annehmbaren Kompromiß zwischen Sprachverständlichkeit und Orgelklang dar. Die für Sprechtheater und Opernhäuser optimalen Nachhallzeiten zwischen 1,0 und 1,5 s werden dagegen bei Kirchen allgemein als zu niedrig abgelehnt. Mit Rücksicht auf die Sprachverständlichkeit sollten die erwähnten 2 s Nachhallzeit auch bei größeren Kirchenräumen nicht wesentlich überschritten, mit Rücksicht auf Kirchenmusikdarbietungen jedoch keinesfalls unterschritten werden. Erfahrungsgemäß ist für Sprache eine von der Frequenz möglichst unabhängige Nachhallzeit am günstigsten. Auf jeden Fall ist der Anstieg der Nachhallzeit zu den tiefen Frequenzen hin und gleichzeitig ein meist starker Abfall zu den hohen Frequenzen, wie er bei den meisten Kirchen in Erscheinung tritt, für Sprache wenig zweckmäßig.

Das flache Maximum der Nachhallzeit im mittleren Frequenzbereich (vgl. Bild 2), wie es sich oft in Barockkirchen findet, kommt offenbar dem besonderen Klangcharakter der Barockorgeln entgegen bzw. diese sind solchen Nachhallverhältnissen angepaßt worden [5].

Bei den großen Barockkirchen Süddeutschlands findet man verschiedentlich, daß die Wortverständlichkeit recht gut ist, obwohl die Nachhallzeit dieser Kirchen auch im besetzten Zustand erheblich über den genannten Richtwerten liegt. Die starke reliefartige Auflösung aller Raumbegrenzungsflächen sowie die große Zahl von Skulpturen, Altären, Bildern

und dergleichen bewirkt einen besonders hohen Grad von Schalldiffusität [1]. Daß bei großer Schalldiffusität die Nachhallzeit höher sein darf als sie normalerweise als optimal angesehen wird, dafür gibt u. a. auch das neue Theater in Münster ein Beispiel [6].

Im Zusammenhang hiermit sei erwähnt, daß die Säulenreihen, die des öfteren als Trennlinien mehrschiffiger Kirchen zu finden sind, wohl eine gewisse schallstreuende Wirkung besitzen. Sie reflektieren aber, insbesondere wenn es sich um sehr massive Säulen handelt, auch sehr viel Schall in ungünstige Richtungen, so daß er der Hörerschaft verloren geht. Die Nebenschiffe liegen dann mehr oder weniger stark im Schallschatten, vor allem bei den für die Verständlichkeit so wichtigen Frequenzkomponenten der Sprache. Man kann diese Verhältnisse recht gut in der Katharinenkirche in Braunschweig beobachten, einem Bau der Frühgotik. Daß die modernen Kirchenbauten mit ihren kaum profilierten Flächen und der Schlichtheit der Inneneinrichtungen der Forderung nach diffuser Schallreflexion wenig entgegenkommen, ist schon verschiedentlich betont worden. Eine sorgfältige Nachhallregulierung ist darum in diesen Kirchen unerlässlich.

Kirchenräume mit kreisförmigem oder elliptischem Grundriß geben im allgemeinen zu Befürchtungen Anlaß, daß durch Fokussierungserscheinungen die Gleichförmigkeit der Schallverteilung gestört werden könnte. Dies scheint aber selten der Fall zu sein. Der Neubau der Dreifaltigkeitskirche in Hamburg-Hamm hat einen elliptischen Grundriß mit Brennpunkten in etwa 1,5 m Entfernung vom Scheitel (Bild 4). Gebiete störender Schallkonzentration konnten aber dort im Bereich des Gestühls nicht festgestellt werden.

Oft werden jedoch elliptische Räume mit schwach gewölbten Kuppeln versehen, die die gesamte Grundfläche überspannen. Diese Kuppeln rufen dann bei leerem Raum und ebenem reflektierendem Fußboden ausgeprägte Mehrfachechos hervor (z. B. Wiederaufbau Aula Universität Freiburg, Kasino Finanzministerium Bonn). Sobald solche Räume vollbesetzt sind, verschwinden die Echoerscheinungen. Kreisrunde Kirchen sind innen meist stark gegliedert, so daß von der Grundrißform her kaum Störungen auftreten.

(Eingegangen am 18. Oktober 1958.)

Schrifttum

- [1] LOTTERMOSER, W., *Acustica* 2 [1952], 109.
- [2] FURRER, W., *Raum- und Bauakustik für Architekten*. Birkhäuser Verlag, Basel und Stuttgart 1956.
- [3] EISENBERG, A., Dissertation T.H. Braunschweig 1945.
- [4] KUHLE, W., *Acustica* 4 [1954], Beiheft 2, 567.
- [5] LOTTERMOSER, W., in: *Klangstruktur der Musik*, herausgegeben von F. WINCKEL, Berlin 1955.
- [6] MEYER, E. und BURGTORF, W., *Acustica* 7 [1957], Beiheft 1, 315.

DIE SCHWINGUNG DER LUFTTEILCHEN IN MODELLEN PORÖSER SCHALLABSORBER*

von H. W. HELBERG

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Für ein vorgegebenes RAYLEIGH-Modell wurde der Eingangswiderstand unter Berücksichtigung von Reibungs- und Wärmeleitungsverlusten exakt berechnet und die Dämpfung und Phasengeschwindigkeit vor dem Modell bei streifendem Einfall bestimmt.

Aus kleinen RAYLEIGH-Modellen wurde ein großes RAYLEIGH-Modell, ein Kreuzgittermodell und ein statistisches Modell zusammengebaut. Die Modelle dienten nacheinander als schluckende Wand an einem Rechteckrohr. Kleine Schwebeteilchen machten das Schallfeld in und vor dem Absorber sichtbar. Die Messungen der Ausbreitung zwischen 16 und 2500 Hz im Absorbermodell und im Rohr bestätigten die Theorie. Ebenso wurde die Luftzirkulation in den Absorbern beobachtet.

Summary

For a given RAYLEIGH type of model the entry impedance is calculated exactly having regard to viscosity and thermal conduction, and the damping and phase velocity in front of the model is estimated for the case of grazing incidence.

A large model on the RAYLEIGH principle, a cross-grating model and a statistical model, all made of small RAYLEIGH elements were made. These were placed in turn as absorbers on the walls of a tube of square section. Small suspended particles make the sound field visible in and in front of the absorber.

Measurements of propagation between 16 and 2500 c/s in the model and in the tube agree with the theory. The circulation of air in the absorbers was also observed.

Sommaire

On a calculé rigoureusement, pour une maquette déterminée de RAYLEIGH, la résistance à l'entrée en tenant compte des pertes par frottement et conduction thermique; on a déterminé en outre l'amortissement et la vitesse de phase avant la maquette, pour une incidence rasante.

On a constitué, à partir de petites maquettes de RAYLEIGH, une grande maquette de RAYLEIGH, une maquette de réseau croisé et une maquette statistique. Ces maquettes ont été utilisées successivement comme paroi absorbante d'un tube de section rectangulaire. Des petites particules en suspension rendaient visible le champ sonore dans et avant l'absorbant. Les résultats des mesures de la propagation, entre 16 et 2500 Hz, dans la maquette absorbante ont confirmé la théorie. On a observé aussi la circulation de l'air dans les absorbants.

Einleitung

Die Methode, Schallfelder mit sehr kleinen, der Luft beigefügten Teilchen sichtbar zu machen, ist lange bekannt (KUNDT [1]). Besonders die Arbeiten in neuerer Zeit (z. B. ANDRADE [2], MEYER und KARMANN [3], MEYER und GÜTH [4], HELBERG [5]) legten es nahe, auf diese Weise die Schwingung der Teilchen in einem porösen Stoff direkt zu beobachten.

Für diese Untersuchungen wurden im wesentlichen drei Absorbermodelle gebaut. Die Bausteine sind kleine RAYLEIGH-Modelle, die im ersten Fall zu

einem großen RAYLEIGH-Modell, im zweiten Fall in Kreuzgitteranordnung und im dritten Fall in statistischer Anordnung zusammengesetzt wurden.

Das RAYLEIGH-Modell [6] besitzt den großen Vorteil, daß es sich exakt berechnen läßt. Die grundlegenden Arbeiten von CREMER, MORSE, BOLT, BERANEK, ZWIKKER, KOSTEN u. a. zur Theorie der Schallabsorption in porösen Stoffen sind heute Bestandteil der speziellen und allgemeinen Literatur der Akustik (z. B. ZWIKKER und KOSTEN [7], CREMER [8], SKUDRZYK [9]).

A. Zur Theorie des RAYLEIGH-Modells

1. Schema der benutzten Meßanordnung

Bild 1 zeigt das Schema der Meßanordnung. Die Schallwellen durchlaufen ein rechteckiges Rohr in

x -Richtung und werden am Rohrende durch einen Schluckkeil absorbiert. Das Rohr hat die Höhe h und die Breite b (z -Richtung), die stets kleiner als die halbe Wellenlänge sein soll. Damit ist das Problem praktisch auf zwei Dimensionen (x, y -Ebene)

* Dissertation Universität Göttingen 1958.

beschränkt. Die Rohrwände sind schallhart, nur die Wand bei $y=0$ ist durch das Absorbermodell mit der Länge l und der Dicke d (harter Abschluß) ersetzt. Die Absorberlänge l sei groß zur Rohrhöhe h . Das Modell besteht aus harten, planparallelen Trennwänden mit dem Abstand a , der sehr klein zur Wellenlänge und sehr klein zu b sein soll.

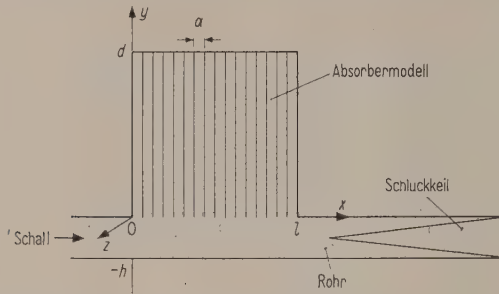


Bild 1. Schema der Meßanordnung;
 $d=23,1$ cm, $l=24,1$ cm, $h=3,5$ cm, $b=0,5$ cm,
 $a=0,02$ cm; Rohrquerschnitt $=h \cdot b$.

2. Schallausbreitung zwischen planparallelen Platten

Weil $a \ll b$, können für die das Absorbermodell bildenden Flachkanäle mit dem Querschnitt $a \cdot b$ die Ergebnisse über die Schallausbreitung zwischen planparallelen Platten aus der früheren Arbeit [5] übernommen werden. Die Wellenzahl k_y

$$k_y = \beta_y - i \alpha_y \quad (1)$$

($\beta_y = \omega/c_y$ Phasenmaß, c_y Phasengeschwindigkeit, α_y Dämpfungsmaß) beschreibt die rohrnormale Schallausbreitung in den Flachkanälen. In ihr sind Reibungs- und Wärmeleitungsverluste berücksichtigt. Für die Schnelle v_y in einem Flachkanal erhält man mit den Randbedingungen

$$v_y = v_{y0} \text{ für } y=0 \text{ und } v_y=0 \text{ für } y=d, \quad (2)$$

$$\frac{v_y}{v_{y0}} = \left| \frac{v_y}{v_{y0}} \right| e^{i\varphi} = \frac{\sin k_y(d-y)}{\sin k_y d}. \quad (3)$$

3. Eingangswiderstand des RAYLEIGH-Modells

3.1. RAYLEIGH-Modell aus unendlich langen Flachkanälen ($d \rightarrow \infty$)

Mit $v_y \sim e^{-i k_y y}$ (4)

und $\text{grad } p = -i \omega \varrho v$ (5)

(p Schalldruck, $\omega = 2\pi f$ Kreisfrequenz, ϱ Dichte der Luft) erhält man für den Eingangswiderstand $\mathcal{W}$ eines unendlich langen Flachkanals

$$\frac{\mathcal{W}}{\varrho c_0} = \frac{1}{\varrho c_0} \left(\frac{p}{v_y} \right)_{y=0} = \frac{\omega}{c_0 k_y} \quad (6)$$

(c_0 Schallgeschwindigkeit im freien Medium, ϱc_0 Wellenwiderstand der Luft). In Bild 2 ist der relative Eingangswiderstand nach Gl. (6) mit dem Parameter $\xi = \sqrt{\varrho/\eta} \cdot a \sqrt{f}$ (η Zähigkeit der Luft) in der Widerstandsebene aufgetragen (siehe auch CAMPBELL [10]).

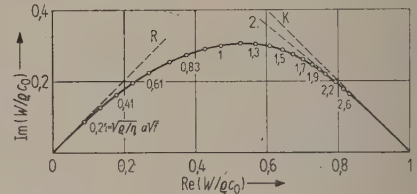


Bild 2. Eingangswiderstand $\mathcal{W}$ eines RAYLEIGH-Modells aus unendlich langen Flachkanälen, Porosität $=1$.

Die Porosität ist gleich eins gesetzt. Für hohe Frequenzen geht $\mathcal{W}$ gegen ϱc_0 . Der Blindwiderstand von $\mathcal{W}$ enthält nur Masseanteile. Die mit R bezeichnete Gerade entspricht der Näherung für tiefe Frequenzen von RAYLEIGH

$$\frac{\mathcal{W}}{\varrho c_0} = \sqrt{\frac{\pi}{12\pi}} (1+i) \xi \quad \text{für } \xi < 0,5 \quad (7)$$

bzw. $\frac{\mathcal{W}}{\varrho c_0} = \left(1,15 \frac{\sqrt{s}}{\text{cm}}\right) (1+i) a \sqrt{f} \quad (7a)$

für Luft, 20°C , 760 Torr, die mit K bezeichnete der Näherung von KIRCHHOFF für hohe Frequenzen. Zu der KIRCHHOFFSchen Näherung ist noch eine nächste Näherung hinzugefügt (Ziffer 2 in Bild 2):

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{W}}{\varrho c_0} = & 1 - \frac{1}{2\sqrt{\pi}\xi} \left[1 + (\kappa - 1) \sqrt{\frac{\nu}{C_p \eta}} \right] + \\ & + i \left\{ \frac{1}{2\sqrt{\pi}\xi} \left[1 + (\kappa - 1) \sqrt{\frac{\nu}{C_p \eta}} \right] + \right. \\ & \left. + \frac{1}{4\pi\xi^2} \left[1 - 2(\kappa - 1) \sqrt{\frac{\nu}{C_p \eta}} + 3(\kappa - 1)^2 \frac{\nu}{C_p \eta} \right] \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

für $\xi > 1,5$

mit $\kappa = C_p/C_v$ dem Verhältnis der spezifischen Wärmen, ν Wärmeleitungskoeffizient. Für Luft von 20°C und 760 Torr gilt

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{W}}{\varrho c_0} = & 1 - \left(\frac{0,154 \text{ cm}}{\sqrt{s}} \right) \frac{1}{a \sqrt{f}} + \\ & + i \left[\left(\frac{0,154 \text{ cm}}{\sqrt{s}} \right) \frac{1}{a \sqrt{f}} - \left(\frac{0,00623 \text{ cm}^2}{s} \right) \frac{1}{a^2 f} \right]. \end{aligned} \quad (8a)$$

3.2. Unendlich langes RAYLEIGH-Modell aus Kleinmodellen zusammengesetzt ($d \rightarrow \infty$)

Wegen des kleinen Trennwandabstandes a wäre eine Beobachtung im Absorbermodell nicht möglich. Darum wurde das Absorbermodell aus vielen Kleinmodellen zusammengesetzt. Bild 3 a gibt das Schema

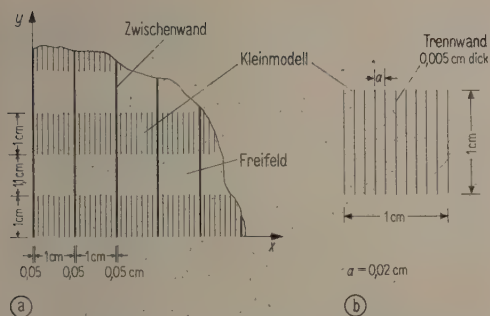


Bild 3. (a) Bauschema eines RAYLEIGH-Modells aus Kleinmodellen, (b) Schema eines Kleinmodells.

der Bauweise. Die Freifelder, etwa genau so groß wie die Kleinmodelle, dienen zur Beobachtung. Die Zwischenwände verhindern im Modell eine rohrparallele Ausbreitung (x -Richtung). Bild 3 b zeigt ein Schema vom Aufbau eines Kleinmodells (näheres siehe Abschnitt B, 1). Für Wellenlängen größer als die Kleinmodelllänge kann man das nach Bild 3 a aufgebaute RAYLEIGH-Modell als homogen auffassen. Aus den Abmessungen ergeben sich dann für das Dämpfungsmaß α_y und die Phasengeschwindigkeit c_y im Modell in Gl. (1) lediglich die Umrechnungen

$$\alpha_y = 0,476 \alpha_y' \approx \alpha_y' / 2 \quad (9)$$

$$\text{und} \quad \frac{c_y}{c_0} = \frac{2,1}{1,1 + c_0/c_y'} \approx \frac{2}{1 + c_0/c_y'} \quad (10)$$

wobei die gestrichenen Größen die entsprechenden Werte im Kleinmodell bedeuten.

Für das zusammengesetzte RAYLEIGH-Modell ist der relative Eingangswiderstand $W/\varrho c_0$ nach Gl. (6) unter Verwendung von Gl. (9) und (10) in Bild 4 dargestellt (Porosität = 1).

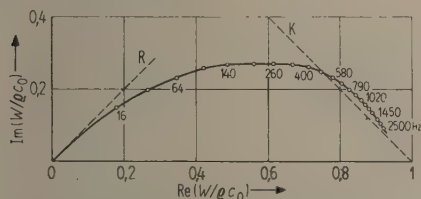


Bild 4. Eingangswiderstand W eines unendlich langen RAYLEIGH-Modells aus Kleinmodellen zusammengesetzt; $a = 0,02$ cm im Kleinmodell; Parameter: Frequenz.

3.3. RAYLEIGH-Modell der Dicke d aus Kleinmodellen zusammengesetzt

Schließt man das Absorbermodell bei $y = d$ mit einer harten Wand ab (Bild 1), so erhält man wegen Gl. (2) für den relativen Eingangswiderstand statt Gl. (6):

$$\frac{W}{\varrho c_0} = \frac{\omega}{c_0 k_y} \coth i k_y d. \quad (6a)$$

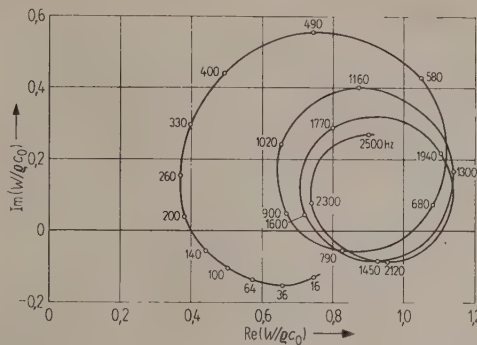


Bild 5. Eingangswiderstand W eines RAYLEIGH-Modells der Dicke d aus Kleinmodellen zusammengesetzt; $a = 0,02$ cm im Kleinmodell, $d = 23,1$ cm, Porosität = 1; Parameter: Frequenz.

Er ist mit der Frequenz als Parameter in Bild 5 aufgetragen. Die einzelnen Spiralen, entsprechend den Resonanzen, vermindern mit wachsender Frequenz wegen der steigenden Dämpfung ihre Durchmesser. Die Mittelpunkte der Spiralen liegen auf der in Bild 4 gegebenen Kurve für das unendlich ausgedehnte Modell. Wegen der Reflexionen besitzt der Blindwiderstand von W teilweise Federungscharakter. Für hohe Frequenzen geht W wieder gegen ϱc_0 .

4. Absorberschicht bei streifendem Einfall

Die Verhältnisse vor Schallabsorbern bei streifendem Einfall wurden theoretisch eingehend untersucht (SIVIAN [11], MORSE [12], SCHUSTER [13], BRILLOUIN [14], CREMER [15], [8], [16], WILLMS [17], u. a.). Fügt man Absorbermodell und Rohr in der in Bild 1 gegebenen Weise zusammen, so tritt im Rohr vor dem Absorber neben der rohrparallelen Schnelle eine rohrnormale Schnelle auf. Ein allgemeiner Separationsansatz für die Schnelle im Rohr liefert mit der Wellengleichung die Beziehung

$$k_{rx}^2 + k_{ry}^2 = (\omega/c_0)^2 \quad (11)$$

für die Wellenzahlen (Index r bedeutet im Rohr, der zweite Index gibt jeweils die Richtung an) und mit den Randbedingungen

$$p_r/v_{ry} = W \text{ für } y = 0 \text{ und } p_r/v_{ry} \rightarrow \infty \text{ für } y = -h$$

die bekannte MORSEsche Beziehung

$$\left(\frac{W}{\varrho c_0} \right) \frac{c_0}{\omega h} = \frac{\coth(-i k_{ry} h)}{k_{ry} h}. \quad (13)$$

MORSE [12] gibt Diagramme für die zwei ersten Riemannschen Blätter der Gl. (13) an. Für die Praxis handlichere Diagramme finden sich in einer neueren Arbeit von CREMER [16].

Durch die Gl. (11) und (13) kann z. B. die rohrparallele Schallausbreitung im Rohr aus dem Eingangswiderstand berechnet werden. In Bild 6 ist das

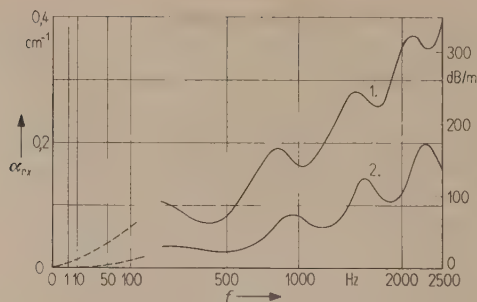


Bild 6. Dämpfungsmaß α_{rx} für rohrparallele Schallausbreitung im Rohr.

Dämpfungsmaß α_{rx} für die rohrparallele Schallausbreitung im Rohr, berechnet aus W in Bild 5, gegen die Frequenz f aufgetragen (quadratischer Frequenzmaßstab). Die obere Kurve entspricht der ersten Wurzel (1. Riemannsches Blatt), die untere der zweiten Wurzel (2. Riemannsches Blatt) der Gl. (13). Die Maxima treten bei Resonanz im Absorber auf. Sie verschieben sich beim 2. Riemannschen Blatt zu höheren Frequenzen, weil dann ein Schwingungstyp 2. Ordnung im Rohr vorliegt. Die Dämpfung durch das Rohr allein liegt im gegebenen Frequenzbereich um zwei Zehnerpotenzen unter α_{rx} und stört nicht.

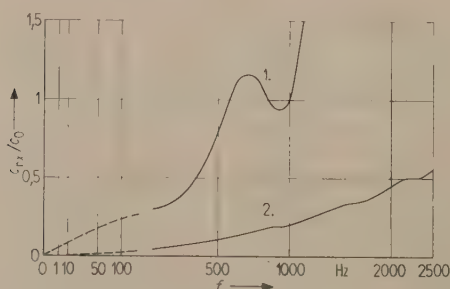


Bild 7. Phasengeschwindigkeit c_{rx} für rohrparallele Schallausbreitung im Rohr.

Bild 7 zeigt die Phasengeschwindigkeit c_{rx} im Rohr in x -Richtung bezogen auf die Geschwindigkeit im freien Medium in Abhängigkeit von der Frequenz. Für den ersten Schwingungstyp tritt bei etwa 700 Hz Überschallgeschwindigkeit ein. Da aber für diesen Typ die Dämpfung dort bereits groß ist gegenüber der Dämpfung der anderen Schwingungstypen, wird der erste Schwingungstyp zugunsten der anderen mit steigender Frequenz verschwinden. Dieser Vorgang wird sich mit steigender Frequenz für jeden Schwingungstyp wiederholen. Die gestrichelten Kurven in den Bildern 6 und 7 sind Näherungen von MORSE.

Die Druckverteilung über den Rohrquerschnitt wird beschrieben durch

$$|p_r| \sim |\cosh i k_{ry}(y+h)|. \quad (14)$$

Die verschiedenen Schwingungstypen sind aus einer konstanten Druckverteilung über den Querschnitt (vor Erreichen des Absorbers) hervorgegangen. Man kann darum mit (14) eine Funktionenreihe ansetzen und analog zur Fourierreihe die Koeffizienten berechnen. Für das vorliegende Modell erhält man für die Koeffizienten z. B. die Werte in Tabelle I.

Tabelle I.

	1. Schwingungstyp	2. Schwingungstyp
36 Hz	0,503	0,00351
400 Hz	0,522	0,0391
1600 Hz	0,575	0,141

Die Tabelle I veranschaulicht den wachsenden Einfluß der höheren Schwingungstypen mit steigender Frequenz. In Bild 8 ist die Druckverteilung im Rohr für die ersten beiden Schwingungstypen unter Benutzung der Tabelle I und Gl. (14) aufgetragen. Die Verteilung des ersten Schwingungstyps ist für 36 Hz praktisch konstant, bei 1600 Hz weist sie schon einen Knoten auf. Der zweite Schwingungstyp hat in beiden Fällen zwei Knoten, fällt aber bei 36 Hz wegen der zwei Zehnerpotenzen kleineren Amplitude gegenüber dem ersten Schwingungstyp nicht ins Gewicht.

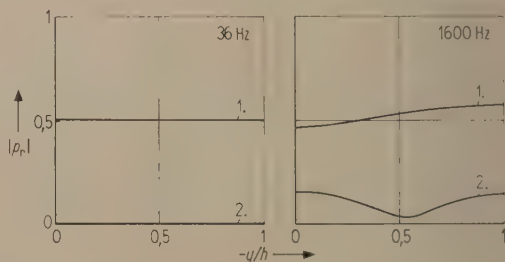


Bild 8. Rohrnormale Druckverteilung im Rohr vor dem Absorber für die ersten beiden Schwingungstypen.

Rohrparallele und rohrnormale Schnelle im Rohr vor dem Absorber sind im allgemeinen nicht in Phase, d. h. die Luftteilchen schwingen auf Ellipsenbahnen. Die Größe und Lage der Ellipsen sind ein Maß für den Eingangswiderstand des Absorbers (MEYER und KARMANN [3]). An der Trennfläche zwischen Rohr und Absorber gilt

$$\left(\frac{v_{ry}}{v_{rx}} \right)_{y=0} = \frac{v_{ry}}{v_{rx}} \Big|_{y=0} e^{i\varphi} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{c_0 k_{ry}}{\omega} \right)^2}} \frac{Q c_0}{W} \quad (15)$$

und im Rohr wegen der Schnelleverteilung über den Rohrquerschnitt allgemein

$$\frac{v_{ry}}{v_{rx}} = \left(\frac{v_{ry}}{v_{rx}} \right)_{y=0} \frac{\tanh -i k_{ry}(h+y)}{\tanh -i k_{ry} h}. \quad (16)$$

B. Messung der Schwingung der Luftteilchen

1. Aufbau der Apparatur

Auf den Eingang des in Bild 1 gezeigten Rohres können verschiedene Druckkammersysteme gesetzt werden, so daß in einem Frequenzbereich von 16 bis 2500 Hz gemessen werden kann. Das Rohr geht hinter dem Absorbermodell reflexionsfrei auf runden Querschnitt über. Der daran angesetzte Schluckkeil besteht aus verschiedenen langen Mullbahnen (größte Länge 11 m), die in einen 30 m langen Kunststoffschlauch eingezogen sind. Bei 20 Hz wurde für den Schluckkeil ein Reflexionsfaktor kleiner als 5% und bei 30 Hz kleiner als 3% gemessen. Die Rohrwände sind aus Aluminium, lediglich die Wände vor dem Absorbermodell sind zur Beobachtung der Teilchen aus Plexiglas angefertigt.

Das Absorbermodell besteht aus zwei Plexiglasplatten im Abstand der Rohrbreite $b=0,5$ cm. Dazwischen sind senkrecht zu den Platten die 0,05 cm dicken Zwischenwände (Bild 3) aus Messing eingelassen. In die so entstandenen rechteckigen Kanäle wurden die Kleinmodelle mit jeweils einem Abstand von einem Freifeld eingesetzt (Trennwandrichtung rohrnormal).

Ein Mikroskop ist senkrecht zum Absorbermodell (z -Richtung) angebracht und läßt sich in x - und y -Richtung verschieben. Mit Dunkelfeldbeleuchtung gestattet es in jedem Freifeld des Absorbermodells und im Rohr vor dem Modell die Öltröpfchen zu beobachten und zu photographieren. Das Licht liefert eine Beck-Bogenlampe, die zur Zeit der Aufnahme stark überlastet wird. Insgesamt wurden über 6000 Photographien gemacht. Zur Auswertung wurden die Negative vergrößert auf Millimeterpapier projiziert, so daß die Teilchenbahnen bequem ausgemessen werden konnten. Die Meßfehler sind kleiner als 8%. Zur Phasenmessung lassen sich auf den Teilchenbahnen durch stroboskopische Unterbrechung des Lichtes Phasenmarken anbringen ([4] und [5]).

2. Messung in einem RAYLEIGH-Modell

2.1. Schnelleamplitude und Phasenwinkel im Absorber

In der Mitte des RAYLEIGH-Modells ($x/l=0,5 = \text{const}$), zusammengebaut wie in Bild 3a, wurde in Abhängigkeit von y die Schnelleamplitude $|v_y|$ und der Phasenwinkel φ_y gemäß Gl. (3) gemessen. In

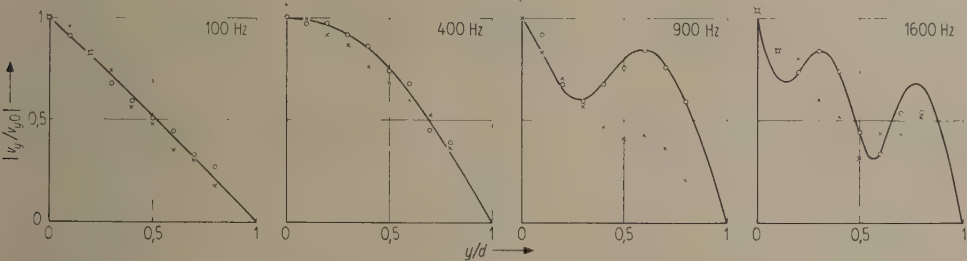


Bild 9. Rohrnormale Verteilung der rohrnormalen Schnelleamplitude $|v_y|$ im Absorber; Kurven berechnet für das RAYLEIGH-Modell;
○ Meßpunkte für RAYLEIGH-Modell, × Meßpunkte für Kreuzgittermodell.

In einem Kleinmodell wurden je 40 Trennwände aus 0,005 cm dickem Stahl mit einem Abstand von $a=0,02$ cm zu einem kleinen RAYLEIGH-Modell zusammengebaut. Die den Plexiglaswänden anliegenden Kanten der Trennwände sind mit Zigarettenpapier verleimt, so daß die Kleinmodelle die für den Zusammenbau nötige Festigkeit besitzen.

Kleine Öltröpfchen mit einem Durchmesser von etwa 1μ werden mit einem Zerstäuber in Absorbermodell und Rohr geblasen. Sie werden im angegebenen Frequenzbereich fast vollständig von der Luft mitgenommen. Die Teilchenamplitude beträgt bei 100 Hz etwa 0,05 cm, das sind etwa 110 dB über $2 \cdot 10^{-4} \mu\text{bar}$.

den Bildern 9 und 10 sind für einige herausgegriffene Frequenzen $|v_y|$ und φ_y mit den aus Gl. (3) für das RAYLEIGH-Modell berechneten Kurven verglichen. Die Übereinstimmung ist gut und recht-

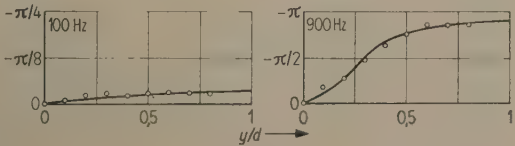


Bild 10. Rohrnormale Phasenverschiebung φ_y der rohrnormalen Schnelle im Absorber; berechnete Kurven und Meßpunkte für das RAYLEIGH-Modell.

3.2. Schnelleamplitude im Absorber

Das Kreuzgittermodell ermöglicht eine rohrnormale und -parallele Ausbreitung im Inneren. Die Bedingungen für beide Richtungen sind gleich. Bild 13 zeigt für zwei herausgegriffene Frequenzen

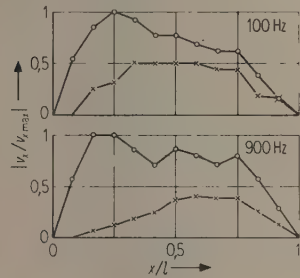


Bild 13.
Rohrparallele Verteilung der rohrparallelen Schnelleamplitude im Kreuzgittermodell;
— o — $y/d = 0,09$,
— x — $y/d = 0,55$.

die rohrparallele Verteilung der rohrparallelen Schnelle in zwei verschiedenen Höhen im Absorber ($y/d = 0,09$ und $y/d = 0,55$). Für die Verteilung in Absorbermitte ist die rohrnormale Dämpfung berücksichtigt, darum sind hier die Amplituden entsprechend kleiner gezeichnet. Man erkennt z. B. bei 900 Hz einen (1,1) Flachraum-Schwingungstyp im Modell.

Die rohrparallele Verteilung der rohrnormalen Schnelle im Modell stimmt in Rohrnähe ($y/d = 0,09$) praktisch mit der im Rohr überein, d. h. die Amplitude fällt für wachsende x gemäß der Dämpfung im Rohr exponentiell ab. Lediglich im Gebiet um 700 Hz fällt sie nicht so steil ab. Dort ist l vergleichbar mit der halben Wellenlänge (Resonanz). In der Modell-



Bild 14. Luftzirkulation in und vor dem Kreuzgittermodell bei 900 Hz;
|| Kleinmodell rohrnormal, = Kleinmodell rohrparallel, o Totraum.

mitte ($y/d=0,55$) nimmt die Amplitude weniger steil ab als in Rohrnähe. Ab etwa 800 Hz tritt nur ein Minimum bei $x/l \approx 0,75$ auf.

Die rohrnormale Verteilung der rohrnormalen Schnelle gleicht im wesentlichen der entsprechenden Verteilung im RAYLEIGH-Modell. Bei höheren Frequenzen treten die Maxima der stehenden Wellen nicht mehr so stark auf. Meßpunkte sind in Bild 9 zum Vergleich miteingezeichnet.

3.3. Dämpfung vor dem Modell im Rohr

Die Dämpfung der rohrparallelen Schnelle vor dem Absorber längs des Rohres wurde in Bild 11 eingetragen. Die Werte liegen deutlich unter denen für das RAYLEIGH-Modell. Offenbar machen sich die

Nebenwege durch das Modell bemerkbar, die im Kreuzgittermodell durch die rohrparallelen Verbindungen möglich sind.

4. Messung in einem statistischen Modell

Bei diesem Modell wurde durch Auswürfeln die Richtung, rohrparallel oder rohrnormal, und die Lage der einzelnen Kleinmodelle bestimmt. Der Aufbau ist aus der Photographie Bild 15 zu ersehen. Zur besseren Unterscheidung sind nachträglich die Kleinmodelle durch Doppelstriche und die Toträume durch Kreise symbolisiert.

Die Schnelle im Absorber wechselt statistisch. Selbst in den Sackgassen schwingen die Teilchen bei



Bild 15. Luftzirkulation in und vor dem statistischen Modell bei 900 Hz;
|| Kleinmodell rohrnormal, = Kleinmodell rohrparallel, o Totraum.

allen Frequenzen. Natürlich ist die Amplitude dort kleiner als an Kreuzungspunkten.

Die Dämpfung der rohrparallelen Schnelle vor dem Absorber längs des Rohres ist ebenfalls in Bild 11 eingetragen. Sie liegt zwischen der Dämpfung des RAYLEIGH-Modells und der des Kreuzgittermodells. Wegen der teilweise vorhandenen Zwischenwände ist die Möglichkeit für die Nebenwege nicht so groß wie beim Kreuzgittermodell.

5. Luftzirkulation im Kreuzgittermodell und im statistischen Modell

Neben der nur im Mikroskop beobachtbaren Teilchenschwingung gibt es in den Modellen eine makroskopische Luftzirkulation. Sie wurde mit Zigarrenrauch sichtbar gemacht (ANDRADE [2] untersuchte auf dieselbe Weise die Zirkulation in Rohren).

Im Kreuzgitter- und im statistischen Modell ist die Zirkulation besonders ausgeprägt. In den Bildern 14 und 15 ist je ein Beispiel für 900 Hz gezeigt. Die Zirkulation ist sehr verwickelt. In einem Freifeld des Kreuzgittermodells treten meist vier Wirbel auf, vor jedem Kleinmodell einer. Die gegenüberliegenden Wirbel haben gleichen, die nebeneinanderliegenden Wirbel in einem Freifeld entgegengesetzten Drehsinn. Auch im Rohr treten starke Wirbel aus dem Absorber heraus. Im Rohr ist der Drehsinn vor einem Kleinmodell im Uhrzeigersinn, vor einem Totraum entgegengesetzt, wenn der Schall von links kommt. Die Wirbeldurchmesser im Rohr vor dem Absorber zeigen bei 900 Hz entsprechend der Nähe der Resonanz im Absorber ein Maximum in der Absorbermitte (Bild 14).

Große Teilchenamplitude ist immer mit starker Zirkulation verknüpft. Bei 100 Hz schätzt man bei einer Amplitude von ungefähr 0,005 cm (95 dB) die Zirkulationsgeschwindigkeit auf etwa 0,008 cm/s, bei 0,05 cm (110 dB) etwa 0,02 cm/s und bei 0,15 cm (180 dB) etwa 1 cm/s.

Beim RAYLEIGH-Modell treten nur an der Grenze vom Absorber zum Rohr starke Wirbel auf. In den Freifeldern zirkuliert die Luft nur schwach.

Bei 100, 900 und 2500 Hz wurden die Vorgänge im Kreuzgittermodell und im statistischen Modell, auch im Ausschnitt, mit einer 16-mm-Kamera gefilmt.

6. Dämpfungsmessung vor einem flachen Absorbermodell

Es wurde die rohrparallele Dämpfung vor einem Absorbermodell gemessen, das wie ein Kreuzgittermodell aufgebaut war (Bild 12), aber nur drei Kleinmodelleinheiten dick war ($d = 3,2$ cm). In drei Schritten wurden anschließend die rohrparallel liegenden Kleinmodelle durch Toträume aus Gelatine ersetzt und somit ein Übergang vom Kreuzgittermodell über eine grobe Kassetierung zu einer feinen Kassetierung, einem RAYLEIGH-Modell hergestellt. Für alle vier Fälle ist die Dämpfung α_{rx} innerhalb der Meßgenauigkeit die gleiche. Nur für den Fall, daß die Kassettenwände einen Abstand von der halben Wellenlänge haben, liegt sie um einige Prozent höher.

Herrn Prof. Dr. Dr. E. MEYER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein förderndes Interesse. Ihm und ebenso Herrn Prof. Dr. K. TAMM sage ich Dank für viele wertvolle Ratschläge. Dem Institut für den wissenschaftlichen Film, Göttingen, habe ich für den Verleih einer Schmalfilmkamera zu danken. Ferner konnte ich dankenswerterweise zum Teil Geräte der Deutschen Forschungsgemeinschaft benutzen.

(Eingegangen am 6. November 1958.)

Schrifttum

- [1] KUNDT, A., Pogg. Ann. **135** [1868], 337.
- [2] ANDRADE, E. N. da C., Proc. Roy. Soc. **134** [1932], 445.
- [3] MEYER, E. und KARMANN, R. W., Acustica **1** [1951], 130.
- [4] MEYER, E. und GÜTH, W., Acustica **3** [1953], 185.
- [5] HELBERG, H. W., Acustica **4** [1954], Beiheft 2, 578.
- [6] LORD RAYLEIGH, Theory of sound, Vol. II. McMillan & Co., London 1929.
- [7] ZWIKKER, C. und KOSTEN, C. W., Sound absorbing materials. Elsevier Publ. Co., Amsterdam 1949.
- [8] CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Band 3. S. Hirzel, Leipzig 1950.
- [9] SKUDRZYK, E., Die Grundlagen der Akustik. Springer-Verlag, Wien 1954.
- [10] CAMPBELL, I. D., Acustica **5** [1956], 298.
- [11] SIVIAN, L. J., J. acoust. Soc. Amer. **9** [1937], 135.
- [12] MORSE, P. M., J. acoust. Soc. Amer. **11** [1939], 205.
- [13] SCHUSTER, K., Akust. Z. **4** [1939], 335.
- [14] BRILLOUIN, J., Revue d'acoustique **8** [1939], 97.
- [15] CREMER, L., Akust. Z. **5** [1940], 57.
- [16] CREMER, L., Acustica **3** [1953], 249.
- [17] WILLMS, W., Akust. Z. **6** [1941], 150.

UNDERWATER EDGE TONES

by M. J. GROSS *

King's College, Newcastle upon Tyne

Summary

For a test of alternative theories of the mechanism of edge tone production, data are obtained on a slit-jet-edge system set up under water. Photographs of the form of the jet are taken in a schlieren system and the frequencies of the tones measured by a hot-wire anemometer and oscillograph. Comparison is made with earlier results obtained in air and all are discussed from the point of view of a feedback theory.

Sommaire

Pour la vérification des diverses théories du mécanisme de production des sons d'arête, on a réalisé un dispositif de jet émis d'une fente sur une arête sous l'eau. On a pris des photographies de la forme du jet au moyen d'un dispositif de schlieren et on a mesuré la fréquence des sons au moyen d'un anémomètre à fil chaud et d'un oscillographe. On compare ces résultats à d'autres obtenus antérieurement dans l'air et on les discute tous du point de vue d'une théorie de réaction.

Zusammenfassung

Um gegensätzliche Theorien über den Mechanismus der Schneidenton-Erzeugung zu prüfen, wurde ein entsprechendes System unter Wasser beobachtet. Mit einem Schlierenverfahren wurden Aufnahmen des Wasserstrahls gemacht und die Frequenz der Töne mit Hilfe eines Hitzdrahtanemometers und eines Oszillographen gemessen. Ein Vergleich mit früheren Ergebnissen in Luft wird durchgeführt und beide Resultate vom Standpunkt der Rückkopplungstheorie her diskutiert.

1. Introduction

Recent experimental work on edge tones by POWELL [1] has shown the importance of sound waves as a possible feedback mechanism for maintaining the oscillations in the case of jet velocities near the speed of sound. However, it is known that edge tones can be generated at such low jet speeds and frequencies that the wavelength of the sound is much greater than the linear dimensions of the apparatus, hence acoustic compression of the medium does not occur (in the sense that the time taken for a sound wave to cover a characteristic length is much less than the period of a typical pressure oscillation). This has led many investigators to seek a purely hydrodynamic explanation of the phenomena.

In the past, two theories have found favour in relation to the hydrodynamic explanation. One theory involves the periodic shedding of vortices from the vertex of the edge. The subsequent spreading of the circulation from these vortices travelling back to the orifice alternately creates slightly greater vorticity on either side of the jet as it emerges from the orifice. These regions of increased vorticity, amplified by the shearing between the jet stream and the surrounding fluid, tend to fall into a stable Karman vortex street. The velocity transverse to the mean jet movement and associated with the jet

vortex street produces an oscillating transverse flow at the edge vertex which generates the edge vortices thus completing the cycle. This viewpoint of the feedback mechanism has been championed by N. CURLE [2]. However it has as a drawback the apparent necessity of propagating the circulation of the edge vortices into the surrounding medium as viscous shear waves. The propagation speed of these shear waves in water is, in fact, very small compared to characteristic jet velocities, and the waves may be greatly attenuated over distances of the order of the orifice to edge separation ([3] and appendix 1).

The other currently favoured hypothesis seeks to explain the feedback in terms of fluctuating hydrodynamic pressures produced at the edge by the jet flowing alternately to either side of the edge vertex. These fluctuating pressures are alleged to be propagated acoustically through the fluid and interact on the jet upstream of the edge in such a way to create sinuities in the jet flow. W. L. NYBORG has analysed this feedback in a fairly general way, ([4] by means of integral equations with some assumed terminal conditions, and has obtained an infinite series of possible frequencies of oscillation of the jet, but presumably frequencies other than the lowest few of the sequence are damped to such an extent that the gain of the feedback loop is less than unity, so these oscillations never build up to a finite size [5] and [6]). The source of the hydrodynamic pressure fluctuations is assumed to be situated near the ver-

* Now at University College, London.

tex of the edge, but it is not adequately explained how these pressures arise, furthermore J. M. A. LE-
NIHAN and E. G. RICHARDSON [7] found that tones
were produced even when the edge was replaced by
a thin wire. which should make pressure build-up
less likely.

The problem now may be stated as the finding
of a mechanism by which the steady kinetic energy
supplied to the jet can be partly converted into
periodic oscillations, and providing a theory for
calculating their frequencies and intensities. A com-
plete theory should enable the pressure and velocity
at every point of the medium to be calculated, but
this would seem tantamount to obtaining a solution
of the Navier-Stokes equations for unsteady motion
in a real fluid.

In the work described here an attempt is made
to discover the salient features of the mechanism
by which the oscillations are maintained.

Two noteworthy properties are, (i) the ability
of a given edge tone generator, such as the one to
be described, to operate without any change of geo-
metry in media as diverse as air and water, and
to produce tones of frequencies ranging from a few
cycles per second to many kilocycles per second,
the jet Mach numbers at the orifice varying from

10^{-4} with water to about 1 for air, (ii) a reversal
of phase observed in moving a small probe hydro-
phone from one side of the edge to the other. This
observation which has also been made in air by
A. POWELL [1], A. T. JONES [8], and others, in-
dicates that the pressure fluctuations are generated
as if by an extended dipole source or a dipole sheet
in the region of the edge and with the dipoles per-
pendicular to the median plane of the edge.

2. Apparatus

The edge tone generator is shown in Fig. 1 with
some subsidiary obstacles in the foreground. The
nozzle is on the left with the inlet tube entering the
body of the nozzle from above. The nozzle itself is
of brass with a pair of stainless steel face plates
forming the slit orifice 3.15 cm in length, and with
perspex slide plates. Inside the nozzle a roll of wire
gauze is placed across the width of the flow to render
it uniform before it reaches the orifice. The stainless
steel face plates were accurately ground on all four
main surfaces, and are held against lapped surfaces
of the brass nozzle by two screws each, so the slit
width can be varied. By measuring the separation
of the outer faces and subtracting the breadths of
the face plates the slit width can be determined.

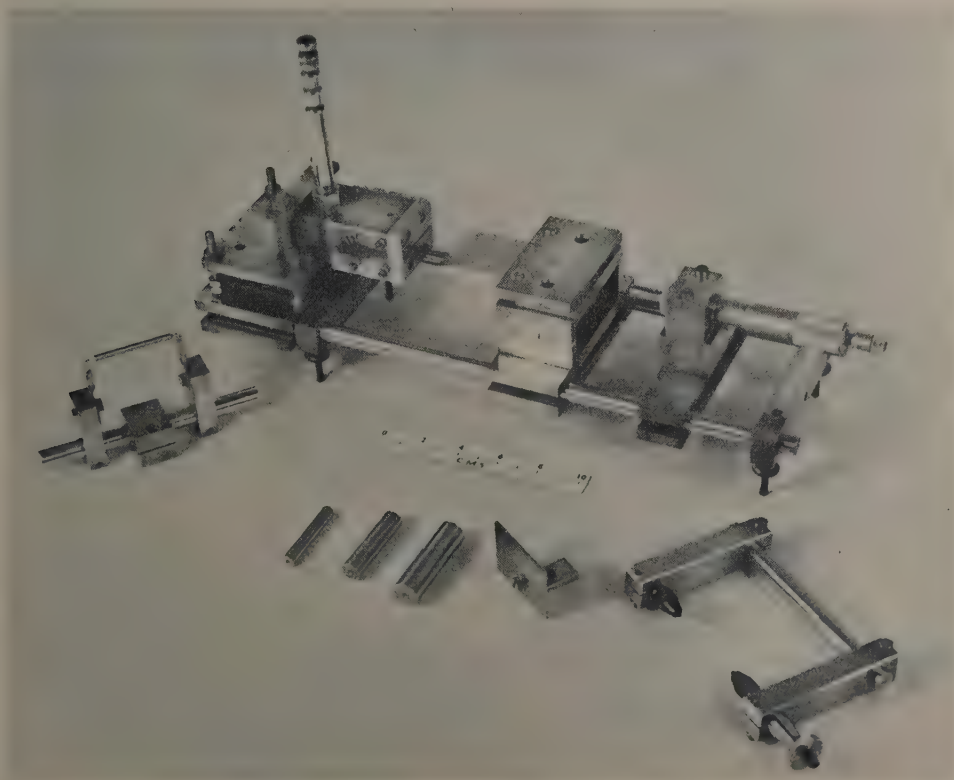


Fig. 1. Edge tone generator with alternative obstacles in foreground.

The nozzle is clamped to two parallel stainless steel rods on which a carriage carrying the edge with a vertex angle of 30° , or the other obstacles shown on Fig. 1, can slide. The carriage locates itself on the rods by a Vee groove and a milled rectangular slot. On the right can be seen the micrometer head for measuring the slit to edge distance.

In constructing the generator attention was paid to accuracy since small inaccuracies may have considerable effects on nearly unstable flows. Semi-kinematic construction was employed to give the advantages of precise alignment with sufficient rigidity to prevent oscillation of the edge by the water jet when in use.

The obstacles shown in Fig. 1 which could replace the edge, consist (from left to right) of cylinder and holder, three larger cylinders of increasing diameter, a flat plate and a wire with its tensioning frame.

The edge tone generator was placed centrally in a glass sided tank measuring 24 cm wide by 30 cm deep by 76 cm long, and in most of the experiment the jet was directed upwards.

The water supply to the jet was from a static head tank via a orifice flow gauge and a filter to remove dust particles which tended to adhere to the hot wire used for measuring the jet oscillations. A portion of the water was deaerated to undersaturate the resulting mixture, as bubbles from dissolved air could be troublesome.

The motion of the jet could be observed and photographed by means of the Schlieren system shown diagrammatically in Fig. 2.

A high pressure mercury lamp (250 watts Mazda type ME/D) with a green filter was used as the source, an image of the arc being formed by a condensing lens on a square aperture of side about 0.3 mm side. This formed a 'point' source at the focus of the collimating lens (a Dallmeyer 'Serrac' of 35.5 cm focal length).

The parallel beam from this passed through the tank and was brought to a focus by a second lens (a Dallmeyer 'Pentac' of 20 cm focal length) on an obstacle spot of 0.02 cm diameter on a microscope cover slip.

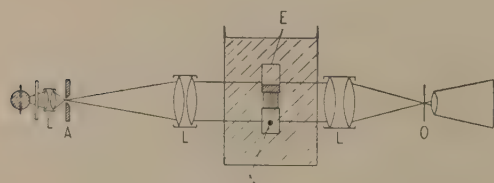


Fig. 2. Diagram of Schlieren system; A aperture, L lenses, N nozzle, E edge, O obstacle.

The second lens was sufficiently close to the tank for a magnified image of the jet and edge to be seen. A plate or cine camera placed behind the obstacle spot could be focused on the jet-edge system. Since the light entering the camera lens is from a small cone with the spot at its vortex, the effective 'f' number is quite high, (in the region of 16 with the plate camera used), so good focal depth is obtained, giving a sharp image of the jet and edge on the photo plate or ground glass screen used for viewing.

The experimental region was in the parallel beam, so defocussing of the optics did not occur due to uniform temperature changes in the tank. A spot obstacle was used in preference to a knifeedge, to give uniform response to refractive index gradients in any direction perpendicular to the beam. An advantage of Schlieren over the use of dye to mark the stream is that no arrangements for clearing the dye are needed, and the centre line of the stream, or more strictly the region of zero temperature gradient is indicated automatically (Figs. 3, 6-9).



Fig. 3. Typical Schlieren photograph. Jet oscillating strongly in the third mode, slit to edge 2 cm, slit width 0.49 mm; mean velocity 23.2 cm/s, frequency 6.3 c/s.

The sensitivity of the optical system is estimated from the obstacle and light spot size which are both about 0.2 mm diameter. As the second Schlieren lens has a focal length of 200 mm an angular deflection of the beam of 0.001 radians produces full illumination. This amount of deflection is produced by a perpendicular temperature gradient of 0.4°C per mm over a light path of 3.15 cm, the width of the jet. Hence for a jet of about 1 mm, thickness a temperature difference of about 0.2°C between the

jet and ambient water is adequate. This implies a density difference of only 30 parts per million and should not be hydrodynamically significant. In the experiments the water supplied to the jet was about 3° warmer than that in the tank to allow for heat transfer to the brass nozzle.

The oscillation frequencies of the edge tones were measured by a hot wire placed near the jet. The wire was platinum 0.0005 inches in diameter and 1 cm long, mounted on nickel supporting wires. A hot wire current of 0.06 A from a 100 Ω non-inductive resistance and a 6 V accumulator gave an adequate signal for feeding to a D.C. oscilloscope via a pre-amplifier with a voltage gain of about 300.

For frequencies below 3 c/s the oscillations of the oscilloscope spot were counted and timed by stop-watch. At higher frequencies, either Lissajous figures were obtained, or the oscilloscope time base was used and checked against a known frequency.

3. Experiments

It was considered important to obtain photographs of the jet undergoing edge tone oscillations, and as the camera had a maximum shutter “speed” of 0.005 s, this meant confining photographs of the jet to the lower frequencies to avoid blurring of the film. In the range of frequencies from 30 c/s to 1 c/s, frequency measurements were complicated by the lack of suitable wave analysers. As extensive edge tone data has already been published by several investigators, e. g., [9], [10], [11] and [12], the

main interest in the present work was in observing the jet motion and the formation of vortices. Frequency and flow velocity measurements were carried out mainly to confirm that the edge tone generator was functioning in a normal manner.

Fig. 4 and 5 are typical of the edge tone characteristics obtained also Fig. 5 shows the effect of jet thickness s on frequency n . During these measurements the nozzle was at a depth of about 15 cm below the free surface of the water in the tank. As a precaution the effect of reducing the height of the free surface above the nozzle was examined at various jet to edges distances h . No variation of the edge tone frequency was found so long as the height of the water above the vertex of the edge was greater than about twice the nozzle to vertex distance. However when this height became about equal to h , effects became marked and the jet would often change its mode-jumping to a different frequency. As h was typically 1 to 3 cm it is safe to assume that

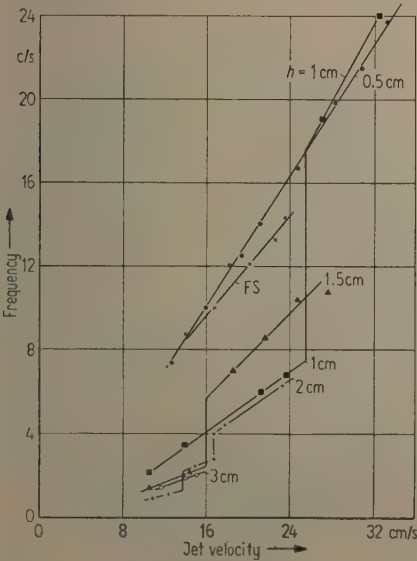


Fig. 4. Edge tone characteristics; $s = 0.049$ cm. FS is a curve for a free surface “edge”.

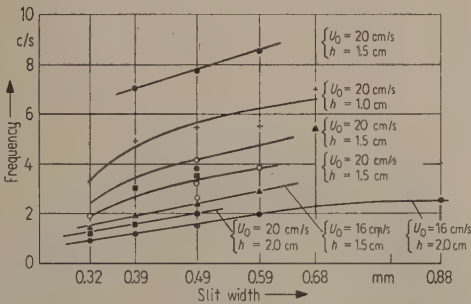


Fig. 5. Edge tone characteristics. Effect of slit width s on frequency n .

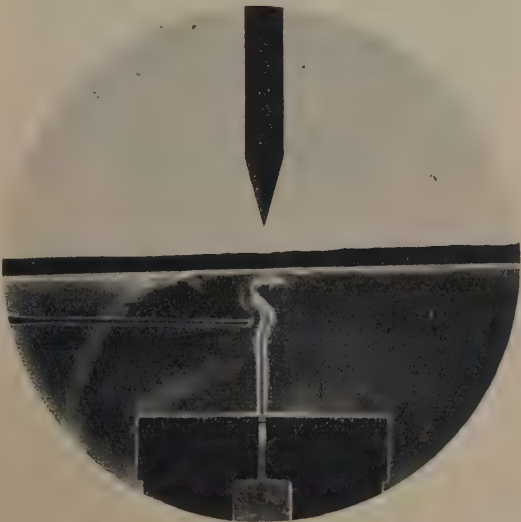


Fig. 6. Jet impinging on free surface of water, giving rise to a free-surface tone.

when the free surface was more than 9 cm above the face of the nozzle, it had very little influence on the frequency of the edge tone. The normal working depth was 15 cm.

Since importance has been attached to the role of the vortices shed from the edge in maintaining the oscillation [2], [7], it would seem interesting to attempt to eliminate these if possible. This was done by directing the jet at the free surface as shown in Fig. 6. The edge can be seen clear of the water above the heavy black line across the middle of the photograph (produced by the meniscus at the sides of the tank). The free surface coincides with the lower edge of the heavy black line and was at 1.6 cm above the face of the nozzle. The smaller black line approaching the jet stream from one side is due to the nickel support wires of the platinum hot wire used for measuring frequency, and can also be seen in many of the other photographs. The slight local heating by the hot wire produces a small effect which can be noticed with the Schlieren. (Incidentally the mean flow about the hot wire was sufficient to bias it so that it recorded the fundamental frequency when placed a little to one side of the jet.)



Fig. 7. Jet with cylindrical obstacle.

The effect of substituting a circular cylinder for the edge was also tried. Fig. 7 is typical and shows the jet oscillating in mode 2. The difference in temperature between the jet and ambient water was greater than usual so that the vortices shed from the cylinder could be seen for a longer time.

The mean jet speed at the nozzle was 11.6 cm/s, and the cylinder was 0.312 cm diameter. At lower speeds the jet merely divided at the stagnation point of the cylinder, following the circular con-

tour about as far as the diameter perpendicular to the initial stream direction, and then breaking away leaving an almost static wake in much the same way as a wide slow stream would be expected to behave.

Other obstacles of various sectional shape were tried and all could produce jet motion similar to that of edge tones. The extreme case of a cylinder of very large diameter is obtained by substituting a flat plate obstacle, but perhaps of greater interest is the asymmetrical case of a flat plate extending from the median plane of the jet to one side only (Fig. 8). The jet still produces the usual sheets of double vortex streets, one along the face of the plate, and



Fig. 8. Jet with half-plate obstacle.

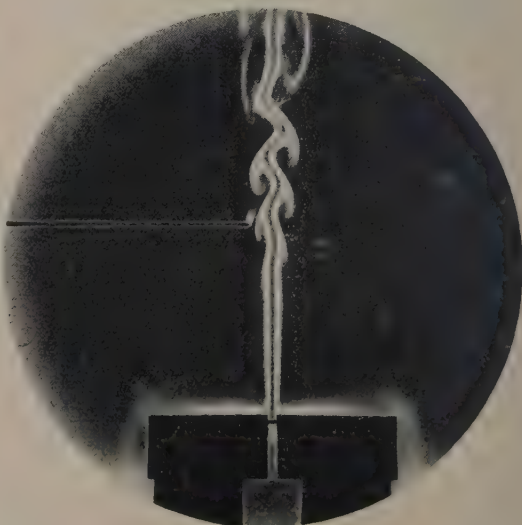


Fig. 9. Free jet showing spontaneous burst of oscillations.

another at a slight angle to the mean direction of the jet before it reaches the edge of the plate.

In the absence of an obstacle and at jet Reynolds numbers in the region of 100 or greater the jet is highly sensitive, and bursts into sporadic oscillations; a typical wave train of the free jet is photographed in Fig. 9.

4. Interpretation

The results of the edge tone measurements in these experiments (Figs. 4 and 5) indicate that the plot of frequency against velocity does not go through the origin but nearer $U_0 = 5$ cm/s a feature noticeable in many previous papers [10] and for a given mean efflux velocity U_0 and separation the frequency increases with slit width.

The results of the edge tone measurements in these experiments may be summarised thus:

- (i) The plot of frequency n against mean efflux velocity U_0 is approximately linear, and for the various segments cuts the U_0 axis at about $U_0 = 5$ cm/s.
- (ii) The frequency n increases with increasing slit widths for a given mode m of oscillation, nozzle to edge distance h , and velocity U_0 . The curves of n versus s (Fig. 5) become more nearly linear at higher values of U_0 and h . At small values of h ($= 0.5$ cm) the variation of n with s is somewhat irregular; this may be due to the proximity of the nozzle face to the source of the edge tone.
- (iii) Almost any obstacle of constant cross-sectional shape placed parallel to the slit at a few slit widths from the nozzle and obstructing the jet will suffice to cause the jet to oscillate periodically.
- (iv) As the edge and its mounting cannot be entirely rigid, it may be excited to vibrate at its natural frequencies when these are near an edge tone frequency [12]. However the natural frequencies of the system used were above 200 c/s, and also the edge oscillations were strongly damped by the ambient water, so that high jet speeds (~ 1400 cm/s) and feed pressures ($\sim 10^6$ dynes/cm²) were necessary to produce resonant oscillations. Under these conditions loud tones could be heard. (The exciting of these oscillations compares with those of a rod drawn through water [13].)

5. Theoretical considerations

Consider first the behaviour of a jet issuing steadily from a parallel-walled slit into a similar fluid. Since at the slit the jet has no net transverse momen-

tum, it will exhibit some appearance of stiffness if an attempt is made to deviate it to one side, as the necessary transverse momentum must be supplied so long as the jet is deviated. This no doubt is the basis of the old "air reed" theory. However, in the case of oscillations of the jet the net transverse momentum still remains zero. For a perfect fluid Rayleigh discusses the conditions under which a perturbation of the jet will grow. Assuming a triangular velocity profile, zero at the edges and rising to a maximum in the medium plane of the jet, he shows that the motion is unstable for unsymmetrical deviations when the wavelength λ of the disturbance is greater than 1.8 times the jet thickness S . [14], the maximum growth rate of instabilities being for $\lambda = 2.5 S$. For real fluids the velocity profile is changed by viscous forces as the jet gets further from the nozzle. The stability conditions holding have been discussed by N. CURLE [2] and more recently by T. TATSUMI and T. KAKUTANI [15]. If the perturbations are very small compared to jet thickness they move at half the jet velocity, the two sheets of vorticity between the jet and surrounding fluid tending to bunch the perturbations into localised vortices. The perturbations grow if they are unstable and when they become large the jet moves forwards at a reduced velocity, having dissipated much of its forward momentum to the ambient fluid. Much importance has been attached to these jet instabilities by some investigators because only slight perturbation would be required to maintain them in the correct phase for producing edge tones.

Nevertheless without invoking jet stability considerations, W. L. NYBORG has succeeded in obtaining theoretically jet centre line profiles which are strikingly similar to some obtained experimentally [5]. His theory is based on a simple model shown in Fig. 10 in which u and v are the velocities along and perpendicular to the initial jet direction and the meaning of the other symbols is clear from the diagram.

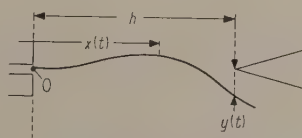


Fig. 10. Diagram of edge tone system.

Very briefly, NYBORG's theory assumes:

- (i) Between the orifice and edge u is independent of the deflection of the jet. Because of this the time δ_0 taken for a particle to travel a distance h from 0 is a constant,

$$\text{i. e.} \quad \delta_0 = \int_{x=0}^{x=h} \frac{dx}{u}.$$

- (ii) The transverse acceleration of the jet is proportional to the pressure difference across the jet.
- (iii) The pressure difference at x is a function $\Phi[y]$ of the instantaneous value of the deflection $y(\tau)$ of the jet at the edge, and a function $g[h-x(\tau)]$ of the distance in the x direction from the edge.

This results in the following expression for $y(t)$ at a time t due to previous values of $y(\tau)$ at a time τ :

$$y(t) = \int_{t-\delta_0}^t (t-\tau) g[h-x(\tau)] \Phi[y(\tau)] d\tau.$$

To solve this integral equation NYBORG takes trial forms of the unknown functions g and Φ , these are

- (iv) $g[h-x] = 1$ i. e. no fall off of pressure difference with distance, and

$$\Phi[y] = \begin{cases} -B, & y > 0 \\ +B, & y < 0 \end{cases}$$

(a more elaborate form is also treated).

This permits a series of solutions of the integral equation, the ratios of the frequencies of the first few modes for a given value of U_0 (the value of U at 0) agreeing well with G. B. BROWN's observations [10].

Since controversy has been based on the source of the fluctuating pressures some consideration of how these originate will be given.

Taking ϱ as the density, v_i as the velocity component in the x_i direction, and summing terms in which the same subscript is repeated (EINSTEIN's convention), the continuity equation becomes

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial \varrho v_i}{\partial x_i} = 0. \quad (1)$$

REYNOLD's form of the momentum equation gives

$$\frac{\partial \varrho v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\varrho v_i v_j + p_{ij}) = 0, \quad (2)$$

where p_{ij} is the compressive stress tensor. For a Stokesian fluid

$$p_{ij} = p \delta_{ij} + \eta \left[-\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \right], \quad (3)$$

let this

$$p_{ij} = p \delta_{ij} + \eta_{ij}, \quad (3a)$$

where p is the hydrostatic pressure and η is the coefficient of viscosity. For convenience the viscous stresses have been written η_{ij} in eq. (3 a).

Differentiating eq. (1) with respect to t and using eqs. (2) and (3), we obtain

$$\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} - \nabla^2 p = -\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\varrho v_i v_j + \eta_{ij}). \quad (4)$$

M. J. LIGHTHILL [16] uses an alternative form of equation (4) by defining

$$\varrho v_i v_j + p_{ij} = T_{ij} + a_0^2 \delta_{ij} \varrho,$$

where a_0 is the speed of sound in the undisturbed medium. In low speed edge tones the fluid behaves as incompressible i. e.

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = 0 \quad \text{and} \quad \frac{\partial v_k}{\partial x_k} = 0$$

so equation (4) becomes

$$-\nabla^2 p = \varrho \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i}. \quad (5)$$

This is Poisson's equation and has a solution [17]

$$p - p_0 = \frac{\varrho}{4\pi} \int_V \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \frac{d\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|} + \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial n} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} (p - p_0) \right] dS, \quad (6)$$

where p_0 is the mean hydrostatic pressure, $\mathbf{r}$ is the vector from the point at which p is considered, to the point of integration, and $\partial/\partial n$ denotes variation in the direction of the outward normal of the bounding surface S of the fluid.

In the case of compressible fluids M. J. LIGHTHILL [16] uses an alternative form of (4) which results in the inhomogeneous wave equation

$$\frac{\partial^2 \varrho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \varrho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (7)$$

where $T_{ij} + a_0^2 \delta_{ij} \varrho = \varrho v_i v_j + p_{ij}$.

The solution to this, given by N. CURLE [18] is (terms in square brackets being taken at a retarded time $[t - (r/a_0)]$)

$$\varrho - \varrho_0 = \frac{1}{4\pi a_0^2} \int_V \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \right] \frac{d\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|} + \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \varrho}{\partial n} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} (\varrho - \varrho_0) + \frac{1}{a_0 r} \frac{\partial r}{\partial n} \frac{\partial \varrho}{\partial t} \right] ds, \quad (8)$$

(M. CURLE erroneously omits $-\varrho_0$ in the term $\frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} (\varrho - \varrho_0)$) which reduces to (6) if we put $p - p_0 = a_0^2 (\varrho - \varrho_0)$ and let a_0 tend to infinity. Perhaps it should be mentioned that since the solution to the inhomogeneous wave equation requires a constant wave velocity, eq. (8) is only approximate when convection of the sound by the medium occurs, and therefore strictly applies only at low Mach numbers, or regions where most of the acoustic "ray"

from the source to the point of interest is in nearly stationary fluid.

In the case of edge tones rapid motions are very largely confined to the jet, the velocity of the surrounding fluid being small and characteristic of acoustic oscillation and the slight entrainment by the jet, so the important pressure sources are confined to the jet, where

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \left(\text{or } \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \right)$$

may be appreciable, particularly where the curvature of the jet is high, and to the edge or obstacle where the surface term makes its important dipole contribution. Other surfaces being small (such as the nozzle face) or sufficiently remote, e. g. the walls of the tank.

6. Conclusions

We conclude that even at low speeds, as for the high speed jet edge tones described by A. POWELL [1] the surrounding medium affords an adequate pressure feedback path to portions of the jet near the orifice though in the former case the acoustic delay is inappreciable.

W. L. NYBORG's theory affords a valid first approach to the theory of feedback, except perhaps that at some jet speeds the sensitivity of the jet, discussed in [2], [14], [15] probably plays an important part in amplifying jet oscillations that would otherwise be inadequate, and also determines the mode of oscillation.

There remains an explanation of the appearance of the edge vortices. Examination of the photographs will reveal that these occur in pairs of opposite rotation and somewhat unequal strength. Their generation may be as follows: When the jet sweeps across the edge or obstacle, the jet fluid is now entering a region of much slower moving fluid, the motion of the previous cycle having decayed. The jet debouches into this relatively stagnant fluid as a double cylindrical vortex [19], growing as it is fed

from behind by the jet. Not surprisingly one of the vortices may be stronger and slightly retarded as the shearing of the fluid between the jet and obstacle is not the same as that between the jet and ambient fluid, also curvature of the jet will influence the vortices unequally. After formation these vortex pairs tend to form into a Karman street.

Fig. 11 shows the formation and growth of a double cylindrical vortex when fluid is released from the nozzle into stagnant fluid. Further work with "incompressible" fluids (e. g. water) should be directed at finding the phase relation between the jet deflection at the edge and the pressure fields, thus providing an experimental basis for use in NYBORG's integral equation.

This experiment might be done either by displaying a hot wire and a probe hydrophone signal simultaneously on a twin beam oscilloscope, or better perhaps by using a flash or stroboscopic source for the schlieren and observing the position of the jet, and displaying the hydrophone signal with a time marker pip from the flash, on an oscilloscope.

Acknowledgements

This work would not have been written without the continued interest and encouragement of Professor E. G. RICHARDSON, who suggested the problem to the author.

Thanks are also due to the British Admiralty for a maintenance grant during the time that the author was at the Physics Department of King's College, Newcastle upon Tyne, and to Dr. P. ROBERTS and others of the department with whom the author had discussions.

Appendix

To find the effect near the nozzle of viscous propagation of the edge vortices, consider the following idealisation in an incompressible fluid with two-dimensional motion.

Let the edge be removed and the edge vortex be replaced by a circular cylinder of about the same

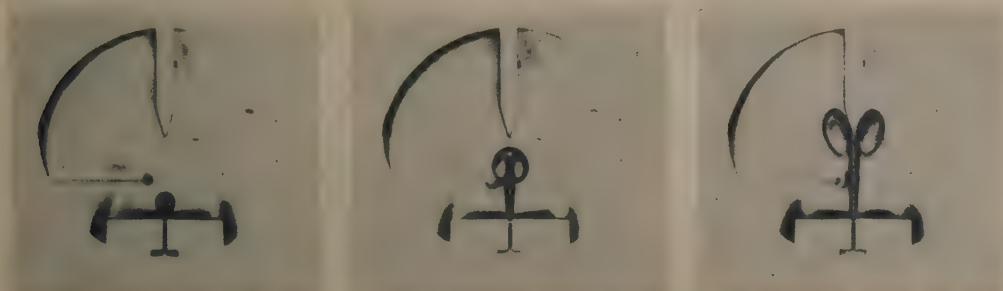


Fig. 11. Formation of double cylindrical vortex.

diameter, which performs rotational oscillations of about the same frequency and "surface velocity" as the vortex. If the effect at the nozzle is to be due to viscous shear waves and not pressure effects (e. g. fluctuating lift on the cylinder [13], we may obtain an upper bound to the magnitude of the effect by neglecting the radially inwards flow of the jet to the cylinder (or vortex it replaces). Therefore assuming no radial flow, and hence radial symmetry, the Navier-Stokes equation becomes

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} \right), \quad (\text{A } 1)$$

where v is the velocity and ν the kinematic viscosity. Putting $v = V(r) e^{-j\omega t}$ to obtain a periodic solution, and substituting in eq. (A 1) we obtain the Bessel equation

$$r^2 \frac{d^2 V}{dr^2} + r \frac{dV}{dr} + \left(\frac{j\omega}{\nu} - \frac{1}{r^2} \right) V = 0 \quad (\text{A } 2)$$

which has a solution

$$V = \int \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \frac{d}{dx} H_0^{(1)}(x \sqrt{j}) dx,$$

where $x = r \sqrt{\omega/\nu}$ and H is a Hankel function. Hence

$$\frac{V}{V_0} = \frac{V_j H_1^{(1)}(x \sqrt{j})}{V_j H_1^{(1)}(x_0 \sqrt{j})}. \quad (\text{A } 3)$$

The functions H are tabulated (Table of functions, JAHNKE and EMDE, 4th edition, Dover 1945, pp. 254–257).

For convenience choose x_0 to make the denominator real, i. e. $x_0 = 2.666$

$$\text{so } r_0 = \frac{2.666}{\sqrt{\omega/\nu}} \approx 0.1 \text{ cm for } \omega = 10 \quad \text{and } \nu = 0.01,$$

where r_0 is the radius of the oscillating cylinder.

From tables it is found, for values of r greater than $2r_0$

$$\frac{V(r)}{V(r_0)} \approx \left(\frac{1}{10} \right)^{(r/r_0)-1},$$

hence the amplitude is rapidly attenuated.

The wave velocity rises to $\sqrt{2\omega\nu}$ as the waves become plane shear waves. A typical example in water at a frequency of 1.5 c/s gives the velocity of ≈ 0.45 cm/s. The edge vortices typically may have a radius of 0.1 cm and with $V_0 < 10$ cm/s (since V_0 cannot be greater than the jet velocity), we find that at 1 cm away V has fallen to 10^{-8} cm/s.

By contrast, an order of magnitude calculation on the free surface tones with pressure feedback assumed, yields the following:

Experimentally, it is observed that small ripples are produced by the motion of the stagnation line where the jet impinges on the free surface. The peak height of the small heaping of the surface by the jet is about or less than 1 mm above the mean surface level, for a jet velocity of about 10 cm/s. This heaping corresponds to a stagnation pressure of about 100 dyn/cm².

Suppose about 10% of this pressure appears as a pressure difference across some part of the median plane of the jet, and acts through a total water path of some 2 cm length, the transverse acceleration of this part of the jet will be $10/2 = 5 \text{ cm s}^{-2}$.

This acceleration acting for a duration of 0.1 s (corresponding to a quarter cycle at a frequency of 2.5 c/s moving a distance of 1 cm along the jet at 10 cm/s), will produce a deflection of 0.5 mm, so the stagnation line will oscillate horizontally with a total amplitude of about 1 mm which corresponds well with observation. Of course the calculation is very rough, and takes no account of changing jet velocity and transverse acceleration with proximity to the stagnation region.

(Received November 1st, 1958.)

References

- [1] POWELL, A., *Acustica* **3** [1953], 233.
- [2] CURLE, N., *Proc. Roy. Soc. (A)* **216** [1953], 412.
- [3] STUART, J. T., Aeronautical Research Committee Report F. M. 1698 [1952].
- [4] NYBORG, W. L., *J. acoust. Soc. Amer.* **26** [1954], 174.
- [5] BOUYOUCOS, J. V. and NYBORG, W. L., *J. acoust. Soc. Amer.* **26** [1954], 511.
- [6] MACCOLL, L., *Servomechanisms*. D. van Nostrand Co., New York 1946.
- [7] LENIHAN, J. M. A. and RICHARDSON, E. G., *Phil. Mag.* (7) **29** [1940], 400.
- [8] JONES, A. T., *J. acoust. Soc. Amer.* **14** [1942], 131.
- [9] RICHARDSON, E. G., *Proc. Phys. Soc.* **43** [1931], 394.
- [10] BROWN, G. B., *Proc. Phys. Soc.* **49** [1937], 493.
- [11] NYBORG, W. L., BURKHARD, M. and SCHILLING, H., *J. acoust. Soc. Amer.* **24** [1952], 293.
- [12] BRACKENRIDGE, J. B. and NYBORG, W. L., *J. acoust. Soc. Amer.* **29** [1957], 459.
- [13] RICHARDSON, E. G., *Appl. Sci. Res. (A)* **7** [1957], 341.
- [14] RAYLEIGH, Lord, *Theory of sound*, Vol. II, Art. 368. Macmillan, London 1894.
- [15] TATSUMI, T. and KAKUTANI, T., *J. Fluid Mech.* **4** [1958], 261.
- [16] LIGHTHILL, M. J., *Proc. Roy. Soc. (A)* **211** [1952], 564; **222** [1954], 1.
- [17] MARGENAU, H. and MURPHY, G., *The mathematics of physics and chemistry*, Ch. 7.17 D. van Nostrand Co., New York 1956.
- [18] CURLE, N., *Proc. Roy. Soc. (A)* **231** [1955], 504.
- [19] LAMB, H., *Hydrodynamics*, Art 155. Cambridge University Press, 6th ed., 1953.

ACTION DES VIBRATIONS AÉRIENNES INFRASONORES SUR LE POUMON DE RAT

par P. GROGNOT, R. SENELAR et R. LOUBIERE

Centre d'Études et de Recherches de Aéronautique, Paris

Sommaire

Les auteurs ont exposé des rats à l'action des vibrations aériennes infrasonores de 7 Hz et d'intensité variant entre 174 et 190 dB; après des temps d'exposition compris entre 7 et 20 minutes ils ont constaté des lésions pulmonaires allant de la congestion des capillaires des cloisons jusqu'à des suffusions sanguines intra-alvéolaires.

Zusammenfassung

Die Autoren haben Ratten der Einwirkung von Infraschall-Luftschwingungen der Frequenz 7 Hz und einer Intensität, die sich zwischen 174 und 190 dB änderte, ausgesetzt. Nach Einwirkungszeiten zwischen 7 und 20 Minuten haben sie Schädigungen der Lunge festgestellt, die vom Blutandrang in den Kapillaren der Alveolen bis zu intraalveolaren Blutunterlaufungen reichten.

Summary

The authors exposed rats to aerial infrasonic vibrations of 7 c/s and intensity varying between 174 and 190 dB. After an exposure time between 7 and 20 minutes pulmonary lesions due to congestion of the capillaries of the partitions and even sanguinary intra-alveolar suffusions are produced.

Introduction

Si les vibrations ultrasonores ont suscité de nombreux travaux dans le domaine physiologique, l'action des vibrations infrasonores sur l'organisme est beaucoup moins bien connue.

Elle existe certainement, car c'est par l'action de vibrations infrasonores que l'on peut expliquer la mort de soldats dans des blockhaus soumis à un violent bombardement, l'ouvrage n'ayant été atteint par aucun coup au but. A la limite on se retrouve dans les conditions du «Blast Injury», syndrome clinique bien connu, de haute gravité, produit par le souffle de l'explosion de bombes.

Dans le domaine de la vie courante, il est bien entendu que l'on ne retrouve jamais d'intensité infrasonore suffisante pour produire de tels effets. Mais il n'en reste pas moins vrai que dans certains domaines, en aviation par exemple, avec l'apparition des nouveaux réacteurs ou des fusées on relève des niveaux infrasonores jusqu'ici jamais atteints.

Les différents problèmes qui se posent sont de savoir si le personnel amené à vivre pour des raisons professionnelles à proximité de ces sources de vibrations infrasonores n'aura pas à en souffrir, à partir de quel seuil d'intensité peut se produire le cas échéant une «nuisance», comment cette nuisance va s'extérioriser chez les sujets exposés?

Dans ce cadre de recherches un certain nombre d'expérimentations ont été entreprise au C.E.R.M.A., en particulier sur l'animal.

Parmi ces travaux il nous a paru intéressant de relever l'action des vibrations infrasonores sur le

poumon de rat car celui-ci présente déjà un aspect anormal lorsque l'animal a été soumis à l'action de vibrations infrasonores relativement faibles — 190 dB.

1. Mode de production des vibrations infrasonores aériennes

L'appareillage utilisé a été réalisé par Monsieur l'Ingénieur PIMONOW:

Essentiellement, il se compose d'une chambre cubique dont une des parois est mobile et animée d'un mouvement de va-et-vient, ce qui crée des variations de pression atmosphérique dans l'enceinte close.

L'animal en expérience est placé au centre de l'enceinte. Une came de réglage permet de régler l'intensité et la fréquence des infrasons produits. Un thermocouple permet de relever constamment la température de l'enceinte pendant la durée de l'expérience.

2. Modalités expérimentales

Nous avons employé plusieurs lots d'animaux: rats blancs adultes, mâles et femelles.

Les lots retenus pour cet exposé ont été soumis respectivement:

	Intensité	Fréquence	Temps
Lot n° 1	174 dB	7 Hz	7'
Lot n° 2	180 dB	7 Hz	15'
Lot n° 3	190 dB	7 Hz	20'

Après l'expérimentation, les animaux immédiatement sacrifiés font l'objet d'un examen macroscopi-

que, c'est-à-dire examen à l'œil nu des différents viscères.

Puis les différents organes sont prélevés aux fins d'un examen anatomopathologique microscopique.

La température en cours d'expérience n'a jamais dépassé 28° centigrade.

3. Résultats

Les poumons des rats du lot n° 1 montrent un aspect congestif plus ou moins accentué sans suffusion hémorragique.

L'examen microscopique révèle qu'au bout de 7 minutes d'exposition les capillaires des alvéoles pulmonaires sont dilatés, gorgés de sang; qu'en un point une petite suffusion hémorragique s'est produite avec quelques globules rouges libres dans une

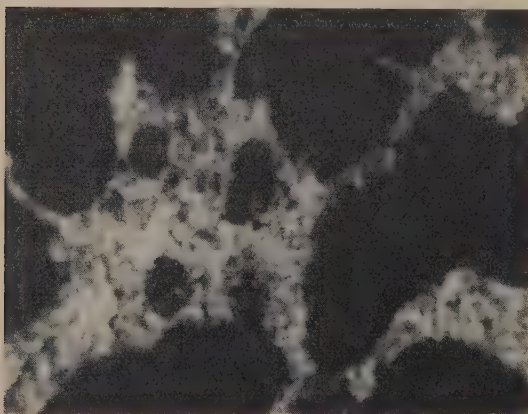


Fig. 1. Poumon après l'action des vibrations infrasonores (7 Hz, 180 dB, 15 min) (région peu lésée).



Fig. 2. Poumon après l'action des vibrations infrasonores (7 Hz, 180 dB, 15 min) (région fortement touchée).

lumière alvéolaire. Beaucoup plus nettes sont les lésions des animaux des lots n° 2 et n° 3.

À l'ouverture du thorax des animaux, on constate non seulement un aspect congestif des poumons mais de petites suffusions hémorragiques. Chez un animal du lot 3 une hémorragie assez importante a été constatée.

Microscopiquement les Figs. 1 et 2 objectivent bien cet aspect hémorragique: on voit de nombreuses cavités alvéolaires emplies de globules rouges, les parois alvéolaires par contre sont intactes; on n'y voit aucun aspect de rupture comme on en trouve dans le blast injury ou dans certaines décompressions explosives dans le domaine aéronautique. L'intégrité des parois alvéolaires coïncide d'ailleurs très bien avec la relative brièveté du temps d'agression qui n'a pas permis le développement de phénomènes inflammatoires à leur niveau. (Comparer avec le Fig. 3: Poumon normal.)

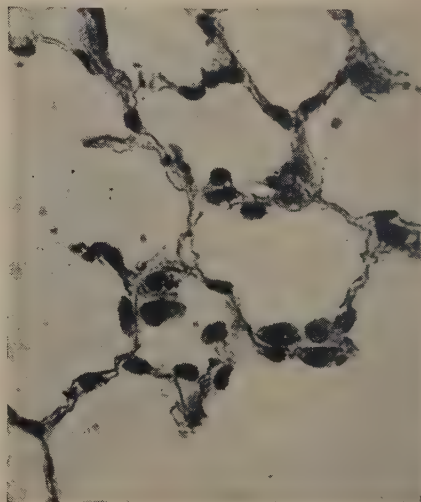


Fig. 3. Poumon normal.

Conclusion

On peut conclure que dans certaines conditions des vibrations infrasonores d'une intensité de 180 dB, pour un laps de temps d'exposition de 15 minutes peuvent réaliser une agression de l'organisme avec production de lésions objectives.

Mais des remarques sont à faire:

— d'abord il s'agit de petits animaux: rats blancs dont le système pulmonaire, est particulièrement sensible aux variations de pression atmosphérique comme nous avons pu le constater au cours de nos expériences sur les décompression explosives dans le domaine aéronautique.

— Les variations de pression atmosphérique s'exercent sur la totalité du corps de l'animal qui est

enfermé dans une enceinte close, condition toute différente d'un organisme humain qui serait soumis à l'action d'ondes infrasonores à l'air libre.

Ces remarques amènent donc à être très réservé pour la transposition des résultats ci-dessus à l'homme.

Les modalités expérimentales employées réunissent tous les facteurs nécessaire à une action traumatizante.

Néanmoins, elles permettent d'objectiver la « nuisance » des vibrations infrasonores point sur lequel il nous avait paru intéressant d'insister dans ce très court exposé.

Annexe

Générateur des infrasons de grande puissance

Il est en général difficile d'obtenir des sons purs de niveaux très élevés et en particulier, dans la gamme infrasonore.

En rappelant que les distorsions apparaissent sous forme d'harmoniques de fréquences plus élevées, c'est-à-dire dans le cas des infrasons sous forme de

bruit intense, on devait pour expérimenter l'action physiologique des infrasons purs, mettre au point un système qui tout en produisant les infrasons de 140 à 200 dB, ne provoquent presque pas de bruit.

Le problème fut résolu par M. PIMONOW qui a construit un réservoir étanche de volume variable, sous l'action d'un piston occupant une des faces.

L'accroissement de la température provoquée par le frottement du piston et des molécules gazeuses, était compensé par un système de refroidissement à eau.

La fréquence des infrasons peut être réglée par le nombre de tours/minute d'un moteur électrique qui entraîne un vilebrequin; la fréquence variant entre 0 et 7 Hz environ.

Le niveau infrasonore, proportionnel aux variations de volume, peut être augmenté par l'introduction de blocs de bois dans le réservoir ou diminué par la mise en communication du cylindre avec l'air extérieur à l'aide d'un robinet. Le niveau maximum que l'on a pu obtenir était de 196 dB acoustique (réf. 10^{-16} W/cm²) et le minimum de 160 dB environ.

THE VIBRATO IN INDIAN MUSIC

Studies in Indian Musical Scales — II: Gamakas

by B. C. DEVA *

Sir Cusrow Wadia Institute of Technology, Poona, India

Summary

In actual music, the frequency and amplitude of tones are never perfectly steady. The tone is always varying its frequency round a mean value; this mean value may be taken to be the scale value of the tone. The variations from the mean, when they are regular, are generally known as "vibrato". The most crucial and significant point about the vibrato is that it is not perceived consciously.

The present experiment was performed with the view to determine the nature and extent of the vibrato in the gamakas of Indian music. From the preliminary finding of this pilot experiment the very interesting result issued: there is no vibrato in Indian music. Detailed discussion is given to the effect that the lack of vibrato in Indian music may be due to the finer pitch requirements in that music; hence gamakas bear the burden of the unconscious forces and the vibrato is ruled out as unpleasant. It is possible, however, that the gamaka called kampan may be a vibrato.

Sommaire

Dans la musique réelle, la fréquence et l'amplitude des sons ne sont jamais rigoureusement constantes. La fréquence du son varie toujours autour d'une valeur moyenne; cette valeur moyenne peut être considérée comme définissant la position du son dans la gamme. Les variations par rapport à cette moyenne sont généralement connues sous le nom de «vibrato», si elles sont régulières. La caractéristique la plus essentielle et importante du vibrato est qu'il n'est pas perçu d'une façon consciente.

Les présentes expériences ont été faites en vue de déterminer la nature et l'amplitude du vibrato dans le gamakas de musique indienne. D'après les résultats préliminaires de cette expérience pilote, on peut dire qu'il n'y a pas de vibrato dans la musique indienne. On entreprend une étude détaillée de ce fait, qui peut être dû aux exigences de cette musique quant à la précision relative à la hauteur des sons; les gamakas sont soumis à des forces inconscientes et le vibrato est évité comme étant désagréable. Il est possible, toutefois, que le gamaka appelé kampan soit un vibrato.

* Communicated by Prof. C. R. SANKARAN, Phonetics Laboratory, Deccan College Research Institute, Poona 6, India.

Zusammenfassung

In der Musik sind Frequenz und Amplitude der Töne niemals vollständig konstant. Die Frequenz eines Tones variiert immer um einen Mittelwert; dieser Mittelwert soll als Tonleiterwert genommen werden. Die regelmäßigen Änderungen dieses Mittelwertes sind allgemein als „Vibrato“ bekannt. Das Charakteristische am Vibrato liegt darin, daß man es nicht bewußt wahrnimmt.

Das vorliegende Experiment war durchgeführt worden, um die Art und den Umfang des Vibrato in den Gamakas der indischen Musik zu bestimmen. Aus der Voruntersuchung folgt das sehr interessante Ergebnis: Es gibt kein Vibrato in der indischen Musik. Dieses Fehlen wird ausführlich diskutiert. Es kann seinen Grund in der feineren Tonhöhenempfindung dieser Musik haben; denn die Gamakas sind Träger der unbewußten Kräfte und das Vibrato wird dabei als unangenehm ausgeschlossen. Es ist jedoch möglich, daß der Gamaka mit dem Namen Kampan ein Vibrato sein kann.

1. Introduction

In the study of music in general and musical scales in particular it has been usual to assume a 'spurious constancy of tones and tonal relations. For instance, in physical acoustics the musical intervals are measured with reference to notes which are assumed to have definite frequencies. In physiological and psychological acoustics a similar definiteness is assumed in the terms pitch and mel.

The word "assumed" has been employed advisedly, for there is no warrant for such definiteness either from theoretical or experimental considerations. This assumption, though very convenient, is really based on the sense of sound constancy which the mind of man creates for the purposes of vocal communications — either in speech or in music.

Actually all the vibrations and modulations thereon within the limits of audibility (which again is a variable factor) must potentially be capable of being used in acoustic communication. Obviously the sound elements here are almost infinite. This is recognized in Indian music by saying that *śrutis* (microtonal intervals) are infinite. Out of this infinite matrix of sound the limits of man's body and mind impose a choice; for without such choice communication would be an unmanageable confusion.

The chosen tones and tonal relations are clothed with a reality and constancy; for without such constancy, they cannot be "repeated" and therefore cannot be used for any ordering of elements in a system of communication. But always the unchosen sounds are there, lending a halo to the central communicative elements.

In speech such sound constancies are termed "phonemes", "allophones" and "tonemes". In music they have been called notes and scales and chords and many other names. If we examine this question of the constancy of sounds — or for that matter any perceptual constancy — it is not difficult to see that this constancy is spurious. A. EHRENZWEIG has discussed this in great detail [4]; here it is sufficient to point out the fact that in between the definite tones of speech and music there are many sounds of

"unperceivable" fluidity which escape conscious notice. But these sounds lend a sense of richness and naturalness; without them verbal and musical sounds would lose their plasticity. The musical "reality" and "constancy" is then definitely not the reality of the physicist.

We have, then, to think of two modes of (are there more?) tonal perception on which to base our concepts of musical scales and other musical constancies. First, the conscious, central constancies which are called the tones of music; it is from these that the various musical scales of the world are usually defined and measured. These are but the average values — the nuclei — of the sounds produced in music.

W. JAMES has called the two modes of perception as *substantive* and *transitive* (the central and peripheral) [5].

The constancy of the musical tones as constructed by central perception has been considered a sufficient index of musical creation. The peripheral tones — which have always existed in music — had been neglected as accidental and unimportant. These accidentals — the graces — indeed give "life" to music. As a matter of fact, these "unformed" tonal cadences are the original matrix out of which definite musical constancies are born [6]. The researches of C. SEASHORE, to a large extent, brought out the prominence and significance of the accidental graces in Western music. His study of the vibrato in its ramifying aspects has been revolutionary [7].

The most remarkable result of these investigations was to show that much of the "beauty" in music lies to a large extent in the peripheral, consciously unperceived tonal elements. The vibrato is, according to him, a criterion of good artistic quality. It is found to a more or less extent in all kinds of music; it is also present in emotional speech.

The purpose of the present work was to investigate into the nature of such peripheral, infra-conscious processes in Indian music. These ornaments to "definite" tones are generally grouped under the title *Gamaka*. Gamaka is a variation of the mean tones of music for purposes of greater

beauty and appeal: it comprises glides, trills, swings, glissandos, accidentals. The most widely accepted definition of the gamaka is:

"When, in music, a tone moves from its own pitch towards another so that the second sound passes like a shadow over it, this is called a gamaka" [3].

The gamakas or graces have been described in great detail by Indian musicologists. The details of this are not of relevance in the present context. But what is of utmost importance is the fact that these

These drives need transitive elements that have a dream-like *orderlessness*: for, like dreams they are channels for infraconscious drives which would otherwise be censored.

In Indian music gamakas are not all infraconscious elements. For in some *Ragas*¹, these form essential definitive elements of the ragas and hence are consciously sung. But where they are not definitive, gamakas are sung as adventitious tones that carry the infraconscious emotions.



Fig. 1. Sample oscillograms of the two ragas. (a) Raga "Bhoop" (upper track), (b) Raga "Sankarabharanam" (lower track). (The upper track in (b) is that of 1000-c/s oscillator used as a time base.)

graces are mostly infraconscious form principles. The conscious constancies and symbols which find expression in "definite" tones of music cannot fully convey the phantasmogoric imagery of the mind.

¹ *Raga* is a melodic pattern or schema. The musician singing or playing a raga does not sing a set piece or composition. He does not interpret. On the other hand, he has to create and improvise on a melodic scheme on the spot. Apart from certain traditional (sometimes parochial) rules the musician is free to create as he chooses. The virtuoso approach predominates. Some of the guiding rules are given below:¹

1. A raga has a definite musical scale—naturals, flats and sharps.
2. A raga usually has not more than 9 and not less than 5 notes.
3. A raga has a prescribed form of ascent and descent.
4. A raga has certain characteristic tonal combinations which have to be sung or played. Certain tones must find emphasis.
5. A raga should never omit the tonic—Sa (Do).
6. A raga should have at least one of the following notes—Ma (Fa), ma (Fa-Sharp), Pa (Sol).

Apart from these major conditions each raga may have its minor characteristics which are definitive of the raga. With these arbitrarily accepted rules the musician is free to create and improvise.

Further, the study of gamakas would lead us to a better understanding of Indian musical scales. The music of India insists so much on hair-splitting pitch differences; these can be properly defined only if the limits of tonal movements in gamakas are fully known.

2. Experiment

The first and most important condition for obtaining measureable data is that the tones whose values are to be determined should be extracted from their context. They should not be sung in isolation, independently of the rest of the music. To obtain such a condition, the musicians were required to sing a raga for about two minutes. This was first recorded on a high quality tape recorder².

The most serious difficulty in the experiment is this stage. For no Indian musician today will ever agree to sing without a *Tambura* [1]. This constant drone is an indispensable accompaniment in Indian music. However, the presence of the tones of the tambura in the records will make the further pitch

² Concertone and Ampex 600.

analysis impossible. The hitch, hence, is that the musician must have the tambura for correct intonation; but the methods of analysis prohibit the use of such a drone. This difficulty was got over by first recording the sound of the tambura on a separate tape recorder and feeding the sound of this to the ear of the musician by means of headphones. By

Table I.

Artist: KALYANAKRISHNA BHAGAVATAR,
Raga "Sankarabharanam"

Unless otherwise mentioned each pitch has been measured at an average interval of 0.1 s.

No.	Pitch in c/s	Remarks:
1*	98.04	* At 0.02 s from the beginning.
2	181.8	
3	181.8	
4	192.3	
5	192.3	
6	188.7	
7	181.8	
8	188.7	
9	188.7	
10	192.3	
11	185.4	
12	204.1	
13	232.6	
14	196.1	
15	181.8	
16	204.1	
17	192.3	
18	188.7	
19	196.1	
20	188.7	
21	192.3	
22	188.7	
23	188.7	
24	175.4	
25	46.73	
26	200.0	
27	—	Irregular
28*	181.8	* At 0.04 s from last.
29	70.92	Measurements continue
30	156.2	at 0.1 s.
31	153.8	
32	158.7	
33	163.9	
34	153.8	
35	158.7	
36	163.9	
37	178.6	
38	192.3	
39	188.7	
40*	208.3	* At 0.27 s from last.
41	—	
42	—	
43	—	
44	185.2	
45	192.3	
46	192.3	
47	175.4	
48	217.4	
49	188.7	
50	172.4	
51	181.8	
52	0	

Note: Total time of music is 5.23 s. At some intervals the wave is so irregular that no measurement was possible. Most probably these are consonantal regions or glottal release.

Table II.

Artist: B. D. WADIKAR, Raga "Bhoop"

No.	Pitch in c/s	Remarks:
1	168.1	
2	178.6	
3	173.0	
4	192.3	
5	172.4	
6	180.2	
7	200.0	
8	181.8	
9	183.8	
10	178.6	
11	192.3	
12	192.3	
13	175.4	
14	163.9	
15	156.2	
16	188.8	
17	208.3	
18	215.1	
19	217.4	
20	232.6	
21	227.3	
22	235.3	
23	212.8	
24	208.3	
25	215.1	
26	222.2	
27	206.2*	* Irregular.
28	202.0**	** Breath?
29	206.2	
30	183.8	
31	190.5	
32	188.7	
33	185.2	
34	178.6	
35	188.7	
36	192.3	
37	180.2	
38	185.2	
39	190.5	
40	180.2	
41	188.8	
42	161.3	
43	156.2	

Note: Total time of music is 4.4 s. Sampling at 0.1 s.

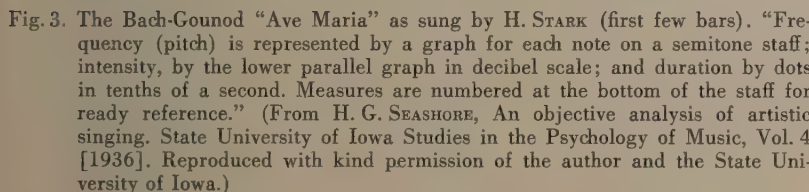
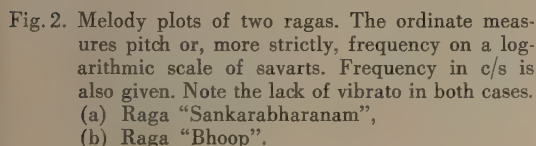
this expedient the musician got his drone which, however, was not recorded along with the music.

The ragas so recorded were then fed to a double-beam cathode ray oscilloscope³. Either before or after recording the signal on the oscilloscope film, a tuning fork oscillator of 1000 c/s was run for a short time. This gave the average measure of the film speed, knowing which measurements of time and pitch could be made (Fig. 1).

The pitch of the tones was determined as follows: The oscillograms obtained were sampled at an average of 0.1 s. At every 0.1 s the length of film for one period of the wave was measured by means of a travelling microscope (least count 0.001 cm). Knowing the average speed of the film and the length of a period, it is easy to compute the pitch of that

³ Cossor 1049.

In the "Sankarabharanam" plot the following are observable: The tone is more steady and flat than in the "Bhoop" plot. There are two sudden dips at about 2.5 s. These are tones which touch Ga (Mi) from Ma and Pa (Fa and Sol) perceptually; there is also a swing of the voice. This kind of grace (gamaka) is called the swing (andolana). This is much slower than the vibrato and consciously clearly perceptible. The difficulty in the acoustic study of grace in this particular case is that the musician



In the "Bhoop" plot, the tones reveal slightly greater modulation. The voice is less steady than in the previous case. There are fairly regular

1. Vibrato is a periodic pulsation (about 6 per sec.) of the fundamental of a musical or speech tone. There are analogous modulations of intensity and formant.

2. *It is not easily perceived.* It may be made bold and perceivable, if the music is slowed. This shows that *though vibrato is not centrally perceived, it is not too unconscious to be completely unperceived.* It may be said to be a preconscious musical element.

3. It is present in all types of music: vocal, instrumental, adult, child, folk.

4. It is also present, though less than in music, in emotional speech.

5. It appears that even apparent grades in artistic quality do not influence the presence or otherwise of vibrato.

The most important and significant point about the vibrato is that it is not a *fully conscious* (articulate) tonal reality. On the other hand, it is a *semi-conscious* (inarticulate) tonal ornament. Secondly, SEASHORE has found it to be present in all forms of music he has examined.

When we observe the results of the present investigation, it is very clear that a similar tonal modulation is not present in Indian music. As a matter of fact, SEASHORE's statement that it is not easily perceived misled the present writer: for it was implicitly assumed that SEASHORE's inferences were universal. Hence, the first idea about vibrato in Indian music was that it was present but could not be observed, it being not conscious. A very careful auditory comparison was made of the singers of the West and Indian, even by slowing down the gramophone (following SEASHORE's recommendation). Whereas the pulsating tone was very clear in Western music (even without any special effort), the tone of the Indian singers was extremely flat; no amount of effort could reveal the presence of the vibrato. Acoustic measurements, as reported here, amply confirm this auditory analysis.

The important inference from such an experiment is that the *unconscious form principles* are essentially different in different kinds of music. However, it is to be noted that the vibrato itself is present in Indian music as a conscious form element in the grace called the *kampana* (Shake). This is a consciously used embellishment akin to the vibrato, trill and tremolo. There is another grace called the *andolana* (swing) which is much slower. (The acoustic details of such graces in Indian music will be reported in a forthcoming paper.) What is essential to realise here is that the vibrato is employed *consciously* and *infrequently* in Indian music; a voice or any instrument that employs the vibrato frequently is not appreciated and is called "cheap". It is used sparingly, when it partly may be an unconscious form principle, in chamber music. But in the "lighter" music of the films and "ham" singers vibrato is common.

It is quite possible, however, that a finer analysis—a period by period analysis of the acoustic stream—may reveal hidden patterns. A very similar fact was found in an Indian language, by the present writer. It was found that in speech (at least in the particular language studied), a period by period variation in pitch exists, which has a high correlation with emotion [2]. It may not be a surprise that the unconscious form principles in Indian music are finer acoustical material (in pitch) than in Western music. The reason for such a difference may be sought in the sound material of various kinds of music. In modern Western music it is harmony and tone colour (which depends on the timbre) that is the articulate form; pitch variations are secondary. Hence, unconscious forms find their way into pitch characteristics where discrimination is not stringent. In Indian music, pitch discrimination is very fine (differences of a "hair-breadth" as it is called); under such circumstances pitch variations like the vibrato are too gross. They are conscious. Unconscious forms must be searched for in even finer pitch variations, in intensity and tone colour. It is very significant that in Indian music, intensity and quality of sound play a very small part in conscious expression. They do not have the importance as in Western music. This is a problem in the listening habits and auditory conditioning which deserves deeper study.

(Received 13th October, 1958.)

Bibliography

- [1] DEVA, B. C., Tonal structure of Tambura. *J. Mus. Acad., Madras* 27 [1956/57], 89–112. Tambura is a four-stringed instrument used as a drone.
- [2] DEVA, B. C., Psychophysics of speech-melody in Dravidian. Dissertation, Poona 1957. Summary of the experimental portions of this dissertation is being published in the *Zeitschrift für Phonetik*.
- [3] DANIELOU, A., Northern Indian Music. Vol. I, p. 104. Christopher Johnson, London, and Visva Bharati, Calcutta 1949. He gives a good list of Indian gamakas. The present definition is adapted from his translation of the relevant verses from SANGITA SAMAYASARA a Sanskrit text of the 13th century. a. D.
- [4] EHRENZWEIG, A., The psycho-analysis of artistic vision and hearing, Chapter V. Routledge & Kegan Paul, London 1953.
- [5] JAMES, W., Psychology, pp. 160–175. Abridged Edition. The Living Library, The World Publ. Co., New York 1948.
- [6] SANKARAN, C. R. and DEVA, B. C., Studies in Indian musical scales—I: A Vedic Chant. *Bull. Deccan College, Poona* 13 [1957], 192–204.
- [7] SEASHORE, C., Psychology of music, Chapter IV. McGraw-Hill Book Co., New York 1938.

LETTERS TO THE EDITORS

Die Schallausbreitung in teilweise dissoziiertem N_2O_4 und N_2O_3

1. Einleitung und Theorie

Vor 50 Jahren stellte NERNST das Problem, die Dissoziationsgeschwindigkeit von N_2O_4 durch das Studium der Schallausbreitung zu ermitteln. Während die mehrfachen Versuche zur experimentellen Lösung des Problems keinen vollen Erfolg brachten¹, ist die theoretische Behandlung recht weit gediehen: EINSTEIN [1] rechnete das Problem für eine einfache Reaktion vom Typus $A_2 \rightleftharpoons 2A$, KNESER und GAULER [2] entwickelten die Schallabsorptions- und Dispersionsformeln unter der Annahme, daß sich parallel zu dieser Reaktion das thermische Gleichgewicht zwischen Schwingungs- und Translationsfreiheitsgraden verzögert einstellt. TABUCHI [3] erweiterte die Rechnung auf eine chemische Reaktion, die nach dem Schema $aA + bB + \dots \rightleftharpoons qQ + rR + \dots$, gegebenenfalls über Zwischenstufen, verläuft.

Für den molekularen Schallabsorptionsindex der Amplitude μ (Absorption pro Wellenlänge) gilt bei einem einfachen Relaxationsprozeß immer:

$$\mu = \frac{\pi(C_v^0 C_p^\infty - C_p^0 C_v^\infty)}{\sqrt{C_v^0 C_p^0 C_v^\infty C_p^\infty}} \frac{\omega \tau_M}{1 + \omega^2 \tau_M^2} \quad (1)$$

mit
$$\tau_M = \tau \sqrt{\frac{C_p^\infty C_v^\infty}{C_p^0 C_v^0}} \quad (2)$$

C_v^0 , C_p^0 bedeuten die Molwärmen bei sehr kleinen, C_v^∞ , C_p^∞ bei sehr großen Frequenzen, sie berechnen sich für ein Dissoziationsgleichgewicht vom Typ $A_2 \rightleftharpoons 2A$ nach TABUCHI wie folgt:

$$C_v^\infty = \frac{n_1 C_1 + n_2 C_2}{n_1 + n_2}, \quad (3)$$

$$C_p^\infty = C_v^\infty + R, \quad (4)$$

$$C_v^0 = \frac{E^2}{RT^2} \frac{n_1}{(n_1 + n_2)(1 + 4n_1/n_2)} + C_v^\infty, \quad (5)$$

$$C_p^0 = \left(\frac{E^2}{RT^2} + \frac{E}{T} - C_v^\infty \right) \frac{n_1}{(n_1 + n_2)(1 + 4n_1/n_2)} + C_p^\infty. \quad (6)$$

Dabei bedeuten C_1 und C_2 die Molwärmen von A_2 und A , n_1 und n_2 bezeichnen die im Gasgemisch enthaltenen Molzahlen A_2 und A , E ist die Reaktionswärme bei konstantem Volumen. Es sei angenommen, daß A_2 nur aus dem angeregten (aktivierten) Zustand heraus zerfallen kann, und zwei A -Moleküle, wenn sie assoziieren, immer ein angeregtes A_2 -Molekül bilden. Erfolgt die Aktivierung und Desaktivierung schnell gegenüber der Dissoziation und Assoziation des aktivierten Moleküls, so ergibt sich für die Relaxationszeit

$$\tau = \frac{1}{k + 4k'n_2/V}, \quad (7)$$

wobei n_2/V die Konzentration des Reaktionspartners A , k und k' die Geschwindigkeitskonstanten der Dissoziation und Assoziation bedeuten. Ist dagegen der Aktivierungs- und Desaktivierungsprozeß viel langsamer als die Dissoziation und Assoziation des aktivierten Mole-

küls, so ist für τ die Relaxationszeit desjenigen Anregungszustandes des Moleküls A_2 zu setzen, der sich von allen in Frage kommenden am langsamsten einstellt. Ist die zu diesem Freiheitsgrad gehörige Molwärme klein gegenüber der durch die Dissoziation hervorgerufenen, so ändert sich die Absorptionsformel (1) nicht merklich.

2. Experimentelle Ergebnisse in N_2O_4

Unsere Messungen in N_2O_4 , dem einfachsten bei Zimmertemperatur merklich dissoziierten Gas, wurden mit einer Ultraschall-Impulsapparatur bei 1 MHz, Drucken von 0,1 bis 20 atm und Temperaturen von 20° C und 50° C gewonnen. Wie die ausgezogenen Kurven in den Bildern 1 und 2 zeigen, besitzt μ in reinem N_2O_4 bei etwa 2 MHz/atm ein Maximum. In der Gesamtabsorption sind noch die Anteile der klassischen Absorption infolge Wärmeleitung und innerer Reibung und eventuell der Absorption infolge thermischer Relaxation von inneren Freiheitsgraden des N_2O_4 -Moleküls enthalten. Diese Beiträge verlaufen im allgemeinen proportional zu f/p und lassen sich aus den Absorptionen bei 10 MHz/atm abschätzen. Zieht man die so gewonnenen Absorptionswerte von der Gesamtabsorption ab, so erhält man den zum auftretenden Maximum gehörigen Anteil der Absorption mit einem Maximalwert von

$$\begin{aligned} \mu_{\max 20^\circ C} &= 0,12 - 0,03 = 0,09, \\ \mu_{\max 50^\circ C} &= 0,16 - 0,03 = 0,13. \end{aligned} \quad (8)$$

Wäre das Absorptionsmaximum einem Schwingungsfreiheitsgrad zuzuordnen, so könnte $\mu_{\max}$ zwischen 20° C und 50° C nur um etwa 8% anwachsen im Widerspruch zum Experiment. Berechnet man dagegen $\mu_{\max}$ aus den Gl. (1) bis (6) mit $C_1 = 4R$, $C_2 = 8R$, $E = 14\,000$ cal/Mol² und mit dem Dissoziationsgrad α bei demjenigen Druck (0,5 atm), bei dem das Absorptionsmaximum beobachtet wird, so ergibt $\mu_{\max}$ in guter Übereinstimmung mit dem Experiment die Werte von Tabelle I.

Tabelle I.

	α	C_v^0/R	C_p^0/R	C_v^∞/R	C_p^∞/R	$\mu_{\max}$	τ/τ_M
20° C	0,2	46,8	50,7	6,7	7,7	0,094	7
50° C	0,55	54,4	59,6	5,3	6,3	0,136	10

Schreibt man $C_v^0 = C_i + C_v^\infty$ und $C_p^0 = C_i + R' + C_v^\infty$, so erweist sich, daß C_v^∞ und R' in erster Näherung gegen C_i vernachlässigt werden dürfen. Nach Gl. (1) hängt dann die Höhe des Maximums nur noch von C_v^∞ und C_p^∞ ab:

$$\mu_{\max} = \frac{\pi}{2} \frac{R}{\sqrt{C_p^\infty C_v^\infty}}.$$

Die Zumischung inerte Gase mit kleinerem C_v^∞ und C_p^∞ muß also das Maximum zunächst erhöhen, obwohl C_i proportional mit der N_2O_4 -Konzentration abnimmt.

¹ Literaturangaben bei H. O. KNESER und O. GAULER, Phys. Z. 37 [1936], 677.

² Damit schließen wir uns den Annahmen von W. T. RICHARDS und J. A. REID, J. Chem. Phys. 1 [1933], 114, an.

Erst wenn man diese soweit verringert, daß C_i wieder vergleichbar mit C_v^∞ wird, erniedrigt sich das Maximum. Die in den Bildern 1 und 2 gestrichelt eingezeichneten Absorptionskurven für $N_2-N_2O_4$ -Gemische zeigen genau den erwarteten Verlauf. Die punktiert eingezeichneten Absorptionskurven für $Ar-N_2O_4$ -Gemische zeigen eine noch stärkere Erhöhung des Maximums in Einklang mit der Tatsache, daß die Molwärmen C_v^∞ und C_p^∞ in Argon kleiner sind als in Stickstoff. Setzt man

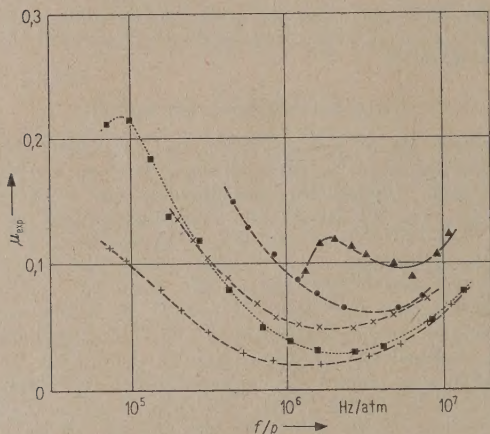


Bild 1. Schallabsorption in Mischungen von N_2O_4 mit Stickstoff (gestrichelt) und Argon (punktiert) bei 20°C. Die ausgezogene Kurve ist in reinem N_2O_4 gemessen ($f=1$ MHz).

- ▲▲ N_2O_4 rein,
- ++ 5% N_2O_4 in N_2 ,
- ×× 12% N_2O_4 in N_2 ,
- 31% N_2O_4 in N_2 ,
- ■ 5% N_2O_4 in Ar .

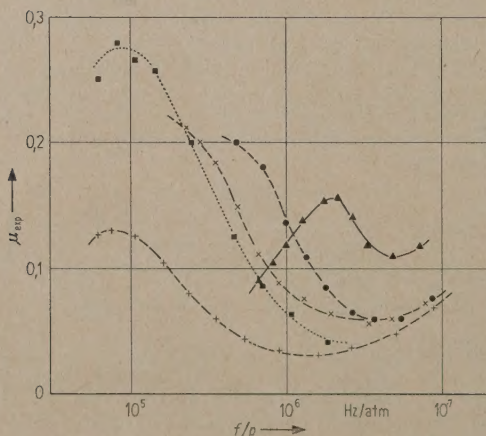


Bild 2. Schallabsorption in Mischungen von N_2O_4 mit Stickstoff (gestrichelt) und Argon (punktiert) bei 50°C. Die ausgezogene Kurve ist in reinem N_2O_4 gemessen ($f=1$ MHz).

- ▲▲ N_2O_4 rein,
- ++ 5% N_2O_4 in N_2 ,
- ×× 12% N_2O_4 in N_2 ,
- 31% N_2O_4 in N_2 ,
- ■ 5% N_2O_4 in Ar .

die entsprechenden Zahlenwerte ein, so ergeben sich allerdings bei den Mischungen um 30% zu hohe μ_{max} -Werte. Diese Diskrepanz konnte noch nicht geklärt werden. Immerhin sehen wir für die Erhöhung des Maximums durch Zugabe inerten Gase keine andere Deutung als die, daß es sich hier um eine Dissoziationsrelaxation handelt.

Der geringe Temperaturgang der Relaxationszeit τ führt bei Anwendung von Gl. (7) zu dem offenbar sinnlosen Ergebnis, daß die Geschwindigkeitskonstante k' mit steigender Temperatur auf etwa den fünften Teil abnimmt. Wir entnehmen daraus, daß die Relaxationszeit nicht (wie in Gl. (7) angenommen) durch den Dissoziationsprozeß, sondern durch den Aktivierungs- und Desaktivierungsprozeß bestimmt wird. Die auftretende Relaxationszeit $\tau \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$ s ist damit eine Schwingungsrelaxationszeit³ des N_2O_4 oder NO_2 . Die Zeit zwischen Aktivierung und Zerfall eines N_2O_4 -Moleküls muß dagegen klein sein. Durch Zumischen eines inerten Gases läßt sich die Aktivierungs- und Desaktivierungsgeschwindigkeit gegenüber der Dissoziations- und Assoziationsgeschwindigkeit des aktivierten Moleküls erhöhen. Alle gemessenen Mischungen zeigen jedoch noch die Aktivierung und Desaktivierung als geschwindigkeitsbestimmend für Dissoziation und Assoziation. Dieses Ergebnis steht in Einklang mit Stoßwellenexperimenten von CARRINGTON und DAVIDSON [4], die bei Gesamtdrucken von 0,5 bis 7 atm und Mischungen von 1% N_2O_4 in N_2 feststellten, daß die Reaktionsgeschwindigkeiten noch von der N_2 -Konzentration abhängig waren.

3. Experimentelle Ergebnisse in N_2O_3

Als weiteres bei Zimmertemperatur schon dissoziiertes Gas bietet sich N_2O_3 an. Bild 3 zeigt die gemessenen Absorptionen in reinem und in mit NO gemischtem N_2O_3 . Auch hier tritt ein Absorptionsmaximum auf, dessen Größe etwa dem Maximum in N_2O_4 entspricht. Die Erhöhung des Maximums bei der Zumischung von

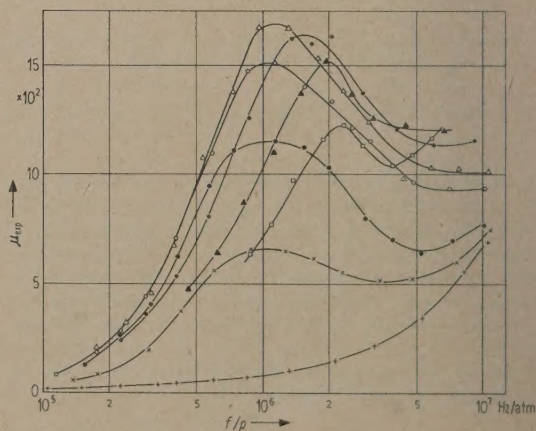


Bild 3. Schallabsorption in Mischungen von N_2O_3 mit NO bei 20°C ($f=1$ MHz).

- 100% N_2O_3
- ▲ 28% N_2O_3
- 16% N_2O_3
- △ 5% N_2O_3
- 2,5% N_2O_3
- 1,2% N_2O_3
- × 0,5% N_2O_3
- + NO rein

³ Alle mehr als zweiatomigen Moleküle besitzen Schwingungsrelaxationszeiten dieser Größenordnung.

NO deutet wieder auf ein großes C_1 hin, das nur von einer stattfindenden Dissoziation herrühren kann. Da jedoch an das Dissoziationsgleichgewicht des N_2O_3 ein weiteres Gleichgewicht wegen der Weiterreaktion des entstehenden NO_2 zu N_2O_4 gekoppelt ist, ist eine Zuordnung des Maximums schwierig. Wir meinen, daß es sich bei den hier gemessenen Maxima ebenfalls um eine Relaxation des Dissoziationsgleichgewichtes von N_2O_4 handelt. Die im Vergleich zu den $N_2-N_2O_4$ -Mischungen geringere Verschiebung des Maximums zu kleineren f/p -Werten bei Zumischung von NO kann damit erklärt werden, daß Stöße $NO-NO_2$ wegen der Affinität zwischen den beiden Stoßpartnern eine höhere Aktivierungswahrscheinlichkeit haben als Stöße $N_2-N_2O_4$ oder $Ar-N_2O_4$.

Die Untersuchungen wurden durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft wirksam unterstützt.

(Eingegangen am 28. März 1959.)

H.-J. BAUER, H. O. KNESER und E. SITTING
I. Physikalisches Institut
der Technischen Hochschule
Stuttgart, Wiederholdstraße 13

Schrifttum

- [1] EINSTEIN, A., Ber. Berliner Akad. [1920], 380.
- [2] KNESER, H. O. und GAULER, O., Phys. Z. 37 [1936], 677.
- [3] TABUCHI, D., J. Chem. Phys. 26 [1957], 993.
- [4] CARRINGTON, T. und DAVIDSON, N., J. Phys. Chem. 57 [1953], 418.

The electroluminescent panel in an ultrasonic field*

For measuring the intensity-distribution of sound and ultrasonic fields there are well-known procedures [1], [2]. The tendency is to make the intensity-distribution visible, because this renders possible the quickest, most vivid and most perspicuous measuring. A known method for this purpose is, e. g., projecting the sound or ultrasonic field on the luminescent screen during its afterglow period so that on the screen a short light-pulse is to be observed, the local intensity of which is proportional to the sound intensity [3], [4]. The disadvantage of this method is, partly, that during the short period of scintillation there is no time to survey the picture and partly there is no possibility of following the temporal variations of the field. The dimness of the picture not only makes the observation difficult, but the fixation (e. g. photography) of the picture too.

Starting from the reasoning that on an electroluminescent panel biased just under the lighting threshold field-strength, under the influence of sound radiated on the panel, an illumination proportional to the sound-intensity could be produced, we tried to make the ultrasonic field visible on the electroluminescent panel. The luminescent powder of the panel used was prepared by well-known procedures [5] and the panel itself was made according to the construction developed in the Industrial Research Institute for Telecommunication Technique [6]. This panel differs from the usual types insofar as $BaTiO_3$ is mixed into its matrix layer containing the luminescent powder or else TiO_2 or another powdered filling material of high dielectric constant.

In the course of our examinations we succeeded in finding an effect which corresponds to our aim: the electroluminescent light of our green or blue lighting panels (supply voltage: 220 V, 50–5000 c/s), under the influence of a constant ultrasonic irradiation, 50 to 80 s after the beginning of the irradiation, in the places where the panel was touched by ultrasound, depending on the sound-intensity, turned more or less into yellow. This yellow colour especially with a blue background, gave a good contrast figure. The yellow intensity-map of the ultrasonic field is still visible after the ultrasonic irradiation for some minutes and the light of the panel only slowly goes back to its original blue colour. The yellow discolouration of the panel's light is also ob-

servable, when it is exposed at first to an ultrasonic irradiation for 1–2 minutes and thereafter the ultrasonic field turned off and the supply voltage of the electroluminescence switched on.

Taking into consideration that the colour of the $ZnS:Cu$, Pb luminescent powder used is with usual excitation always green or blue, the observed effect can be interpreted by the following alternative hypotheses:

1. The ultrasonic irradiation produces a new level in the forbidden gap of $ZnS:Cu$, Pb , or renders a transition – forbidden till then – possible.

2. Under the influence of ultrasonic excitation the piezoelectric material of high dielectric constant embedded in the dielectric medium of the panel shows an electroluminescence.

The second hypothesis has in its favour that HARMAN [7] observed on the same materials that we used, a yellow electroluminescence. This hypothesis is supported also by the fact that in consequence of the construction of our panels, in normal circumstances the field inten-



Fig. 1. The plate makes with the sound propagation direction an angle of about 10° . The clearer spots appearing on the edges – practically yellow colourations – are caused by ultrasonic rays reflected from the wall of the radiation apparatus. The photograph was taken with a Schott OG 1 colour-filter.

* The results published here were partly and briefly made known by P. GREUSS at the Congress at Krinica concerning "Electroacoustic Transducers" (3.–11. October 1958).

sity on the filling materials is weak. Thus, it may be supposed that by alteration of the field-strength distribution within the dielectric medium of the panel, the ultrasonic radiation may bring the embedded filling materials into a more favourable situation from the point of view of lighting.

We shall later give an account of our examinations in progress with the purpose of improving the procedure and of testing the above-mentioned hypotheses.

(Received Jan. 5th, 1959.)

P. GREGUSS and J. WEISZBURG,
VTKI Ultrasonic Research Laboratory
and Industrial Research Institute
for Telecommunication Technique
Budapest

References

- [1] BERGMANN, L., Der Ultraschall, S. Hirzel Verlag, Zürich 1954.
- [2] GREGUSS, P., Sonokémia, Mérnökto vábbképző Intézet, Budapest 1956.
- [3] ECKARDT, A. and LINDIG, O., Ann. Phys., Lpz. 7 [1950], 410.
- [4] PETERMANN, L. A. and ONCELEY, P. B., Proc. Nat. Electron. Conf. (USA), 1955.
- [5] HOMER, H. H., RULON, R. M. and BUTLER, K. H., J. Electrochem. Soc. 100 [1953], 566.
- [6] NAGY, E. and SZABÓ, J., Austrian Pat. No. 194 977.
- [7] HARMAN, G. G., Phys. Rev. 111 [1958], 27.

Buchbesprechung

R. FELDTKELLER, Theorie der Spulen und Übertrager, 3. Auflage. S. Hirzel Verlag Stuttgart 1958, 186 Seiten, 143 Bilder, 16 cm × 23,5 cm, Ganzleinen DM 24,—.

Diese Neu-Auflage eines bewährten Lehrbuches behandelt die genannten Bauelemente der Nachrichtentechnik in der für den Verfasser charakteristischen Weise: Durch einfache, aber sehr eingehende Berechnungen wird die Theorie soweit ausgebaut, daß der Leser mit Hilfe einfachster Formeln und Diagramme die Baudaten errechnen kann, die seinen Schaltungselementen die gewünschten Eigenschaften geben.

Der Abschnitt A enthält die Theorie der komplexen Permeabilität von Spulenkernen aus Blechen und Ferriten mit Anfangspermeabilität, Wirbelstrom, Hysterese und Nachwirkungs-Beiwert für Kerne ohne und mit Luftspalt.

Der Abschnitt B beschreibt die genormten Spulenausführungen und die Diagramme zur Berechnung der zugehörigen Induktivitäten, ihres Gleichstromwiderstandes, Verlustfaktors, der Wicklungskapazitäten und dgl. Hier wird vorausgesetzt, daß der Leser die „Tabellen und Kurven zur Berechnung von Spulen und Übertragern“ zur Hand hat, die der Verfasser beim gleichen Verlag herausgegeben hat.

Der Abschnitt C behandelt den Frequenzgang der

Übertrager und zwar sowohl den der Anpassungsübertrager, die ohmsche Widerstände aneinander anpassen, als auch den der Resonanzübertrager, die in den Gitterkreisen von Verstärkerröhren liegen.

Zum Schluß werden die Bemessungsregeln für Transformatoren und Glättungsdröseln in Netzgeräten abgeleitet.

Jeder allgemeinen Rechnung und jedem Diagramm ist ein Zahlenwert-Beispiel beigegeben, das die praktische Bedeutung der Rechnung beleuchtet oder die Anwendung der Diagramme verständlich macht. In den Formeln werden gleichzeitig nebeneinander Größengleichungen und Zahlenwertgleichungen verwendet, ohne daß der Leser dies als störend empfindet. Die einzige gedankliche Schwierigkeit, die der Bericht beim Lesen des Buches empfand, betrifft die Darstellung der komplexen Permeabilität als Ortskurve in der Gaußschen Ebene: Er versteht nicht, warum dabei die reelle Komponente μ_{LR} auf der imaginären Achse und die imaginäre Komponente μ_{RR} auf der reellen Achse aufgetragen werden.

Abgesehen von diesem formalen Bedenken und von einigen kleinen Druckfehlern hat der Bericht nichts zu bemängeln und empfiehlt das Buch wärmstens allen denen, die Spulen oder Transformatoren herstellen oder verwenden.

F. KIRSCHSTEIN

A joint meeting of the Acoustics Group of the Physical Society and the British Society of Rheologists will be held at Imperial College, London, S.W. 7, on September 14th and 15th, 1959. The subjects to be discussed will be "The Dynamical Properties of Liquids" and "The Glassy State". Readers of ACUSTICA are invited to attend. The local arrangements are in the hands of Dr. R. W. B. STEPHENS, c/o Imperial College, London, S.W. 7, who can book accommodation in a College Hall on request.